



**Etude expérimentale de la formation de noyaux  
composés super-lourds dans la réaction :  $^{(58)}\text{Fe} + ^{(244)}\text{Pu}$   
 $\rightarrow ^{(302)}120$**

N. Amar

**► To cite this version:**

N. Amar. Etude expérimentale de la formation de noyaux composés super-lourds dans la réaction :  $^{(58)}\text{Fe} + ^{(244)}\text{Pu} \rightarrow ^{(302)}120$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT : . tel-00004000

**HAL Id: tel-00004000**

**<https://theses.hal.science/tel-00004000>**

Submitted on 17 Dec 2003

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **Université de Caen/Basse-Normandie**

**U.F.R. : sciences**

**Ecole doctorale : Sciences des Structures, de l'Information, de la Matière Et des Matériaux  
(SIMEM)**

## ***THESE***

**présentée par**

M<sup>elle</sup> Nathalie AMAR

**et soutenue**

le : 25 Novembre 2003

en vue de l'obtention du  
DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN  
**Spécialité : Constituants élémentaires**  
(Arrêté du 25 avril 2002)

**Titre :**

**Etude expérimentale de la formation de noyaux composés  
super-lourds dans la réaction :**



### **MEMBRES du JURY**

**Mr. Jean Péter**, Directeur de recherche CNRS, LPC Caen

**Mr. Roland Dayras**, Physicien CEA, CEA DAPNIA Gif/Yvette

**Mr. Jean Richert**, Directeur de recherche CNRS, LPT Strasbourg

**Mr. Francis Hanappe**, Chercheur qualifié ENRS, ULB Bruxelles

**Mr. Michel Louvel**, Professeur, ENSI Caen

*(Directeur de thèse)*

*(rapporteur)*

*(rapporteur)*



# PLAN

<b>Introduction</b>	p. i
<b>Chapitre I : Calibration du détecteur CORSET</b>	
<b>Introduction</b>	p. 1
Dispositif expérimental	
• Montage CORSET	p. 2
• Montage électronique	p. 4
Cinématique	
• Calculs des quantités physiques dans le centre de masse	p. 7
• Les contours des pics élastiques	p. 10
• Calculs des quantités physiques dans le référentiel du laboratoire	p. 12
Etalonnage de CORSET	
• Etalonnage en position	p. 13
• Etalonnage en énergie et en masse	p. 15
Calculs de dispersion	
• Etude de la dispersion angulaire	p. 21
• Etude de la dispersion en énergie	p. 24
• Distinction entre diffusions élastiques et transferts	p. 26
<b>Chapitre II : Calibration du détecteur DEMON</b>	
Introduction	p. 29
<b>I. Dispositif expérimental</b>	
• Montage DEMON	p. 30
• Discrimination neutron- $\gamma$	p. 32
<b>II. Etalonnage en temps de vol</b>	
• Le temps de vol DEMON	p. 34
• Origine des deux composantes du pic en temps de vol $\gamma$	p. 40
• L'énergie des neutrons	p. 41
<b>III. Efficacité de DEMON</b>	
• L'efficacité géométrique	p. 44
• Seuil de détection	p. 46
• L'efficacité intrinsèque	p. 47

## Chapitre III : Analyse des fragments en coïncidence avec les neutrons

### Introduction p. 49

- I. Similitudes et différences entre quasi-fission et fusion-fission
  - Etude des caractéristiques des fragments issus de la fission du noyau composé p. 52
  - Distribution en masse des fragments de quasi-fission dans le cadre du modèle di-nucléaire p. 56
  - Etude dynamique des processus de fusion-fission et de quasi-fission p. 57
- II. Principe de la simulation Monte-Carlo
  - L'évaporation de neutrons p. 62
  - Caractéristiques des noyaux émetteurs p. 63
- III. Résultats de la simulation
  - Spectres en multiplicité de neutrons émis p. 64
  - L'émission de particules chargées p. 68
  - Temps de thermalisation p. 70
- IV. Etude des singularités dans la distribution en masse **des fragments de fission**
  - La distribution en masse des fragments de fission et de quasi-fission p. 71
  - Les singularités de l'énergie d'excitation des fragments p. 77

## Chapitre IV : Analyse des neutrons par reconstruction des sources d'émission

### Introduction p. 79

- I. Principe du code de simulation pour l'ajustement des données
  - Simulation des neutrons émis par une source p. 81
  - Distribution simulée de neutrons par trois sources p. 83
- II. **Méthode d'ajustement par  $\chi^2$** 
  - Principe de l'ajustement par  $\chi^2$  p. 85
  - Estimation de l'erreur associée sur les paramètres d'ajustement p. 86
  - Résultats de la minimisation du  $\chi^2$  p. 87

### **III. Ajustement des données par le test de Kolmogorov**

- Principe de l'ajustement par Kolmogorov-Smirnov p. 92
- Mise en place du test de Kolmogorov-Smirnov p. 94
- Résultats du test de Kolmogorov-Smirnov p. 96

### **IV. Le backtracing**

- Principe du backtracing p. 101
- Importance des corrélations dans le backtracing p. 105
- Estimation de l'erreur sur les paramètres d'ajustement p. 107
- Résultats du backtracing p. 108
- Influence de l'asymétrie en masse des fragments p. 113
- Section efficace de fusion-fission p. 117

## **Conclusion**

## **Annexe**

## **Bibliographie**

## Introduction : contexte et motivations

En 1869, Dimitri Ivanovitch Mendeleïev introduisait la classification périodique des éléments en fonction de leur masse atomique, contenant les 62 éléments identifiés alors. Au XX<sup>ième</sup> siècle, notre connaissance des noyaux s'est agrandie grâce aux progrès de la chimie, puis de la physique nucléaire. Les éléments transuraniens (de nombre atomique  $Z > 92$ ) sont produits dans les années 40 par la capture consécutive de neutrons par des isotopes de plutonium, capture suivie d'une décroissance  $\beta^-$ . Ce type de réaction permet de synthétiser et d'étudier des noyaux instables lourds allant jusqu'à l'einsteinium ( $Z=99$ ). Au delà, les noyaux produits étant trop loin de la vallée de stabilité  $\beta$  (indiquée en noir sur la carte des noyaux, figure 1), fissionnaient presque tous. Aussi les réactions de fusion nucléaire avec des projectiles plus lourds que les protons ou neutrons prirent le relais : le curium ( $Z=96$ ) est né en 1944 de la fusion de noyaux d'hélium sur une cible de plutonium. Depuis cette date et jusqu'en 1974, ces réactions de bombardement d'un projectile léger approprié sur une cible d'actinide ont permis de former jusqu'au seaborgium ( $Z=106$ ) [Hof00].

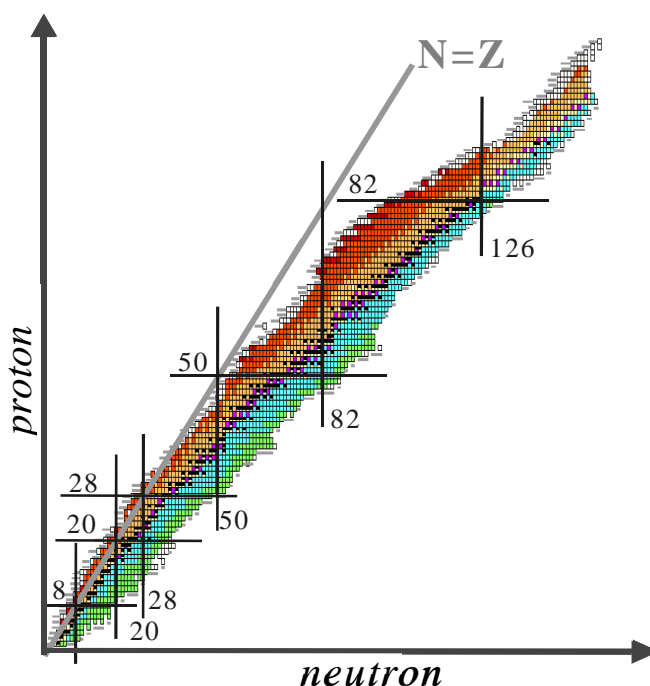


Figure 1 : La carte des noyaux connus en fonction du nombre de neutrons et du nombre de protons (numéro atomique) des noyaux. En noir sont représentés les noyaux stables, regroupés dans la vallée de stabilité, en gris les noyaux instables. Les lignes numérotées correspondent aux fermetures de couches, ou « nombres magiques » en neutrons ou en protons.

Pour aller au delà de cette limite, une étude plus approfondie des mécanismes de réaction et des énergies liant les noyaux de grand nombre atomique, appelés alors noyaux super-lourds, a été nécessaire. L'énergie de liaison des noyaux atomiques est bien estimée, pour la plupart des noyaux connus, par le modèle de la goutte liquide. Or, celui-ci prévoit la fission spontanée des noyaux au delà de  $Z \approx 106$ . Les noyaux plus lourds ne sont stables que grâce à leurs propriétés quantiques. Seuls les effets de fermeture de couche leur donnent un gain de stabilité nécessaire à leur existence. Cependant, l'énergie d'excitation laissée par la réaction de fusion au noyau composé est telle que les effets de couches sont atténués [Ari02]. On se rend compte alors à quel point cette énergie d'excitation constitue une limite pour la survie du noyau composé contre la fission. En effet, non seulement l'énergie d'excitation réduit la barrière de fission par perte d'effets quantiques, mais surtout, la probabilité de passer cette barrière augmente avec l'énergie d'excitation.

La fusion d'ions lourds au voisinage de la barrière Coulombienne est un sujet qui a engendré de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. La motivation principale de ces études est la compréhension des mécanismes de fusion conduisant à la formation de noyaux super-lourds, mais aussi une meilleure connaissance des forces qui entrent en jeu dans de telles réactions, notamment les effets de couches magiques dans cette région encore mal connue. Selon les modèles, la prochaine fermeture de couche serait prédit à  $N=172$  ou  $184$  et  $Z=114$  ou  $120$  ou  $126$ . Une approche similaire à celle de Strutinsky [Str67] qui consiste à considérer les effets de couches comme une correction au modèle de la goutte liquide donne un nombre magique en proton de  $Z=114$ . Les calculs en champ moyen de type Hartree-Fock [Har29, Foc30] donnent  $Z=120$  [Rut97] ou encore  $Z=126$  [Cwi96]. Cette incertitude dans la détermination du prochain nombre magique en proton provient de la difficulté à obtenir les énergies des états à une particule. Il semble aussi que, à l'inverse de ce qui se passe au voisinage du  $^{208}\text{Pb}$ , les corrections de couches responsables de la stabilité des noyaux super-lourds sont peu piquées autour d'un nombre magique particulier.

D'autre part, on sait maintenant que la déformation des noyaux super-lourds engendre un gain supplémentaire de stabilité. Une manifestation de ce phénomène est la barrière de fission importante du  $^{254}\text{No}$  qui est un noyau fortement allongé et pouvant survivre à des spins importants, de l'ordre de  $20\hbar$  [Lei99, Rei99, Rei00]. Selon les travaux de Sobiczewski *et al.*, l'existence des noyaux de charge  $Z$  entre 106 et 112 serait favorisée par une couche fermée déformée située à  $Z=108$  [Sob91]. La prise en compte de la déformation dans les calculs de stabilité des noyaux super-lourds engendre ainsi une incertitude supplémentaire quant à la détermination des prochains nombres magiques.

Il est donc nécessaire de produire ces noyaux pour étudier leur stabilité, ceci afin de confirmer ou d'infirmer les descriptions théoriques du noyau atomique. Le problème qui se pose pour la formation de noyaux de nombre atomique plus grand est que les sections efficaces de production décroissent très rapidement avec la charge du noyau formé.



Deux voies de réaction entravent la formation des noyaux super-lourds par fusion-évaporation : la quasi-fission ou fission rapide qui a lieu avant la fusion du système lorsque les deux noyaux ont formé un système di-nucléaire et la fission qui intervient lors de la phase de désexcitation du noyau composé (cf figure 2).

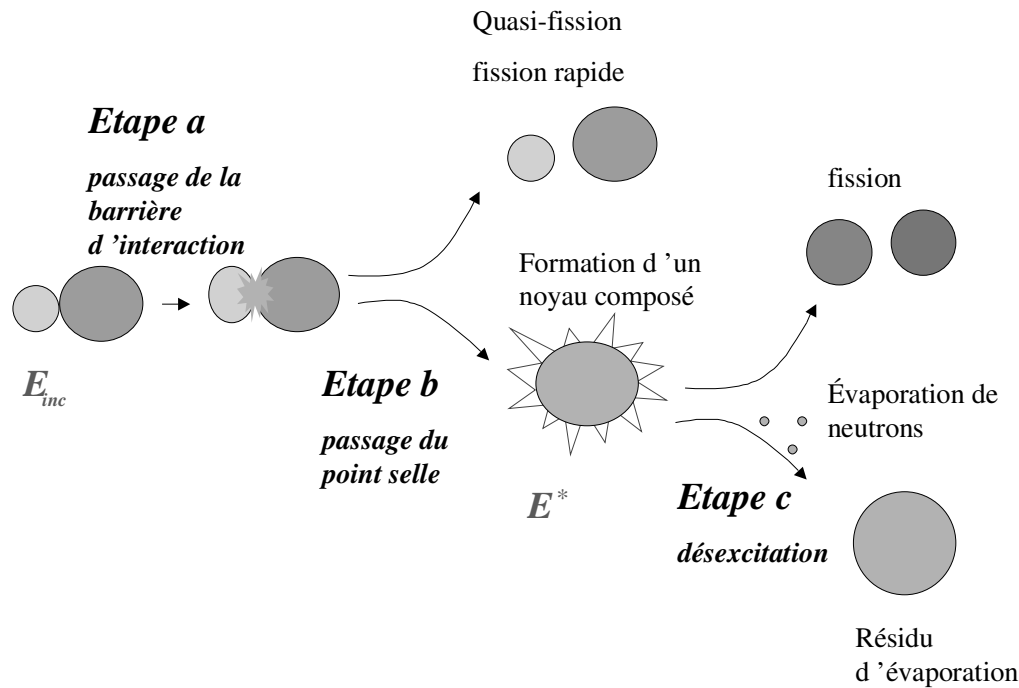


Figure 2 : Les étapes vers la formation d'un noyau superlourd...

Lors du passage de la barrière d'interaction, les noyaux sont en contact et forment un système dinucléaire dans lequel un nombre quelque fois important de nucléons sont échangés d'un partenaire à l'autre, mais où chacun garde la mémoire des noyaux d'origine. A ce stade, il n'y a pas encore eu fusion. Pour les réactions d'ions lourds, la dissipation de l'énergie cinétique due aux collisions entre nucléons dans le système di-nucléaire formé est telle qu'il peut manquer d'énergie cinétique pour franchir le point selle. Le système est alors amené à se séparer en fragments de quasi-fission. Il est nécessaire de fournir un surplus d'énergie appelé extra-extra-push [Swi82] afin de franchir le point selle, mais cela a des conséquences néfastes sur la survie du noyau composé car son énergie d'excitation s'en trouve augmentée. Une fois franchi ce point selle, il y a alors fusion et formation d'un noyau composé excité, dans lequel les nucléons ont perdu la mémoire de la voie d'entrée. Ce noyau se désexcite alors soit par fission, soit très rarement par évaporation de neutrons pour donner un résidu d'évaporation froid. Dans le cas des noyaux super-lourds, la barrière de fission est petite et la probabilité de fissionner est proche de 1. L'évaporation de particules, principalement des neutrons, qui permettrait la désexcitation du noyau composé conduisant à la formation d'un noyau super-lourd froid est ainsi très rare.

Ces considérations ont conduit à mettre en place de nouvelles méthodes pour synthétiser ces noyaux. En 1974, Y. Oganessian [Oga74] utilise comme cible des noyaux fortement liés tels que le  $^{208}\text{Pb}$  ou le  $^{209}\text{Bi}$ . La cassure de tels noyaux nécessitant beaucoup d'énergie, le bilan de la réaction de fusion avec ces éléments ne laisse que peu d'énergie d'excitation au noyau composé (de 10 à 20 MeV), pour une énergie incidente proche de la barrière Coulombienne. Le noyau composé peut ainsi survivre plus facilement à la fission et se désexciter alors par émission de neutrons. Une systématique a été engagée dans les années 80 au sein du laboratoire de Gesellschaft für Schwerelonen Forschung (GSI) à Darmstadt en Allemagne, utilisant ce procédé, appelé « fusion froide ». Cette méthode a permis de synthétiser les noyaux de nombres atomiques allant du  $Z=107$  jusqu'au  $Z=112$ . La section efficace de production de noyaux super-lourds par fusion froide diminue cependant très vite avec la charge du noyau composé, la répulsion coulombienne devenant trop intense (cf. figure 3).

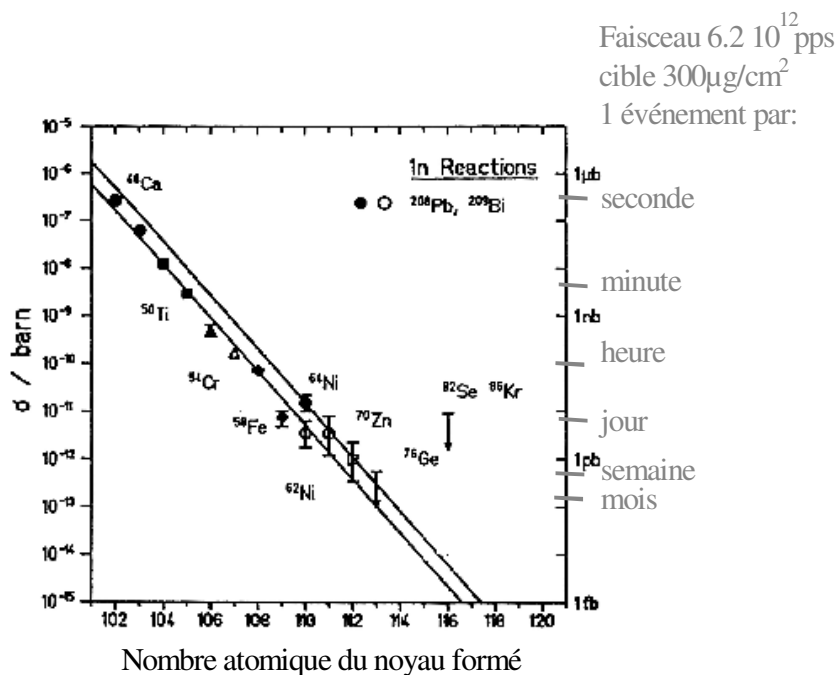
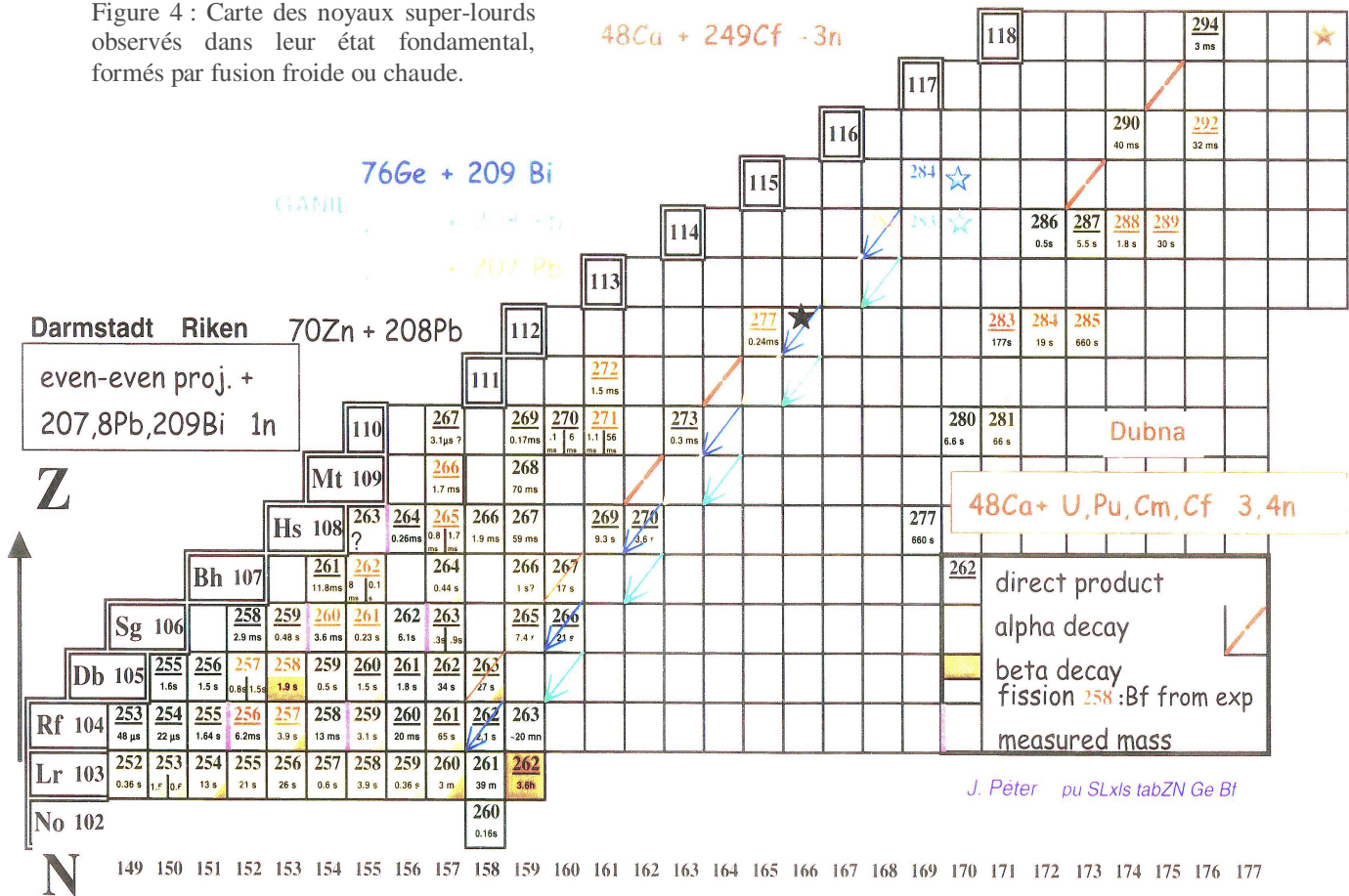


Figure 3 : section efficace de formation d'un résidu d'évaporation après évaporation d'un neutron [55].

Une seconde voie mise en place dans les années 90 au laboratoire de Réactions Nucléaires de Flerov (JINR) à Dubna en Russie, explore la fusion dite « chaude » utilisant des cibles d'actinides, plus lourdes et plus instables que le plomb sous un faisceau d'énergie légèrement au dessus de la barrière coulombienne. Ces expériences ont été motivées d'une part par la très faible section efficace attendue dans des réactions de fusion froide et d'autre part par le fait que seules les cibles d'actinides, noyaux riches en neutrons, permettaient d'explorer la région des noyaux super-lourds sphériques, dont la durée de vie serait plus longue. Dans de telles réactions, l'énergie du faisceau plus importante favorise la formation du noyau composé et l'utilisation du  $^{48}\text{Ca}$  comme projectile, qui est un noyau riche en neutrons et doublement magique, limite l'énergie d'excitation du noyau formé autour de 30 à 40 MeV. Les expériences menées depuis 1999 à Dubna ont permis de synthétiser les noyaux les plus lourds connus à ce jour, allant du  $Z=112$  au  $Z=118$  avec des sections efficaces de l'ordre du pico-barn [Oga99a, Oga99b, Oga02].

La figure 4 montre la carte des noyaux super-lourds formés à l'aide des ces différentes méthodes.

Figure 4 : Carte des noyaux super-lourds observés dans leur état fondamental, formés par fusion froide ou chaude.



Notons aussi qu'il a été récemment proposé d'utiliser l'émission de particules de pré-équilibre, c'est à dire de particules émises avant l'équilibre de tous les degrés de liberté du système composé, pour évacuer une partie de l'énergie d'excitation. Il est en effet possible dans certains cas d'influer sur cette émission de pré-équilibre en jouant sur l'asymétrie en N/Z des partenaires de collision, celle-ci pouvant provoquer l'émission  $\gamma$  d'une résonance géante dipolaire de pré-équilibre de grande énergie (autour de 15 MeV) [Bar96, Bar01a, Bar01b, Sim03].

On se rend compte cependant que l'étude de tels noyaux nécessite une meilleure connaissance des mécanismes des réactions qui entrent en jeu lors des collisions d'ions lourds. C'est l'objet de ce travail, qui s'intéresse aux mécanismes de formation du noyau composé dans des réactions de fusion chaude, c'est à dire à plus grande énergie incidente afin de favoriser le passage du point selle, au détriment de la survie du noyau formé lors de sa désexcitation statistique. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2, une condition nécessaire à la production du noyau super-lourd est le franchissement du point selle (étape b) conduisant à la fusion des partenaires de collision. Une étude plus approfondie de tels phénomènes semble nécessaire afin d'acquérir une meilleure connaissance de cette étape préalable à la formation de noyaux super-lourds. De telles expériences ont déjà été menées au sein du JINR de Dubna, leur but étant de mesurer la section efficace de fusion par la section efficace de fission des noyaux super-lourds formés au cours des collisions.

Le problème qui apparaît alors est de distinguer parmi les produits de réaction, les fragments de fission des fragments de quasi-fission. La technique employée jusqu'alors consiste à déconvoluer par des gaussiennes la distribution en masse des fragments détectés, et d'attribuer la gaussienne centrée sur la masse moyenne du noyau composé aux événements de fusion-fission (cf figure 5, et ref [Itk01]). En pratique, pour évaluer la section efficace de fusion-fission, ces auteurs lui attribuent tous les événements de masse :  $A_{NC}/2 \pm 20$  uma.

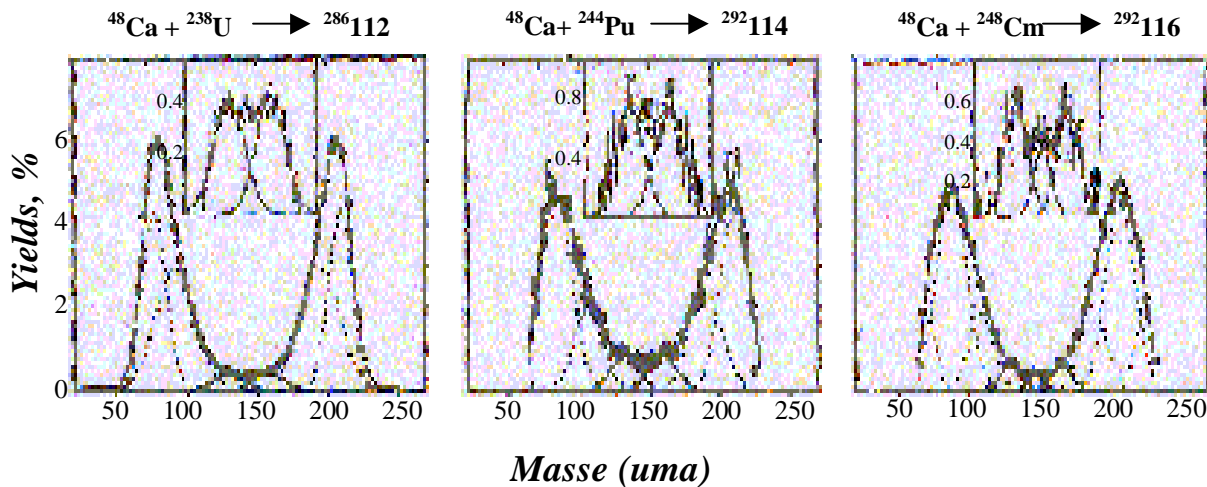


Figure 5 : distribution en masse des fragments de fission dans les réactions de scission symétrique du système composé, pour différents systèmes autour de 30 MeV d'énergie d'excitation du noyau composé

Dans la suite de cette thèse, nous allons nous intéresser principalement aux caractéristiques des fragments de fission et de quasi-fission de telles réactions. Ces caractéristiques dépendent fortement du potentiel d'interaction du système au cours de sa déformation depuis le point de contact jusqu'à sa séparation en deux fragments. La figure 6 montre l'allure de ce potentiel selon le modèle de la goutte liquide avec des corrections de couches [Ari03] en fonction de la distance relative et de l'asymétrie en masse du système di-nucléaire. Nous nous sommes intéressés aux différents chemins empruntés par notre système sur ce potentiel d'interaction, afin de mieux comprendre les phénomènes ayant lieu au sein du système composite. Nous verrons ainsi qu'une partie des fragments de masse voisine de la masse moitié du noyau composé peuvent provenir de réactions de quasi-fission.

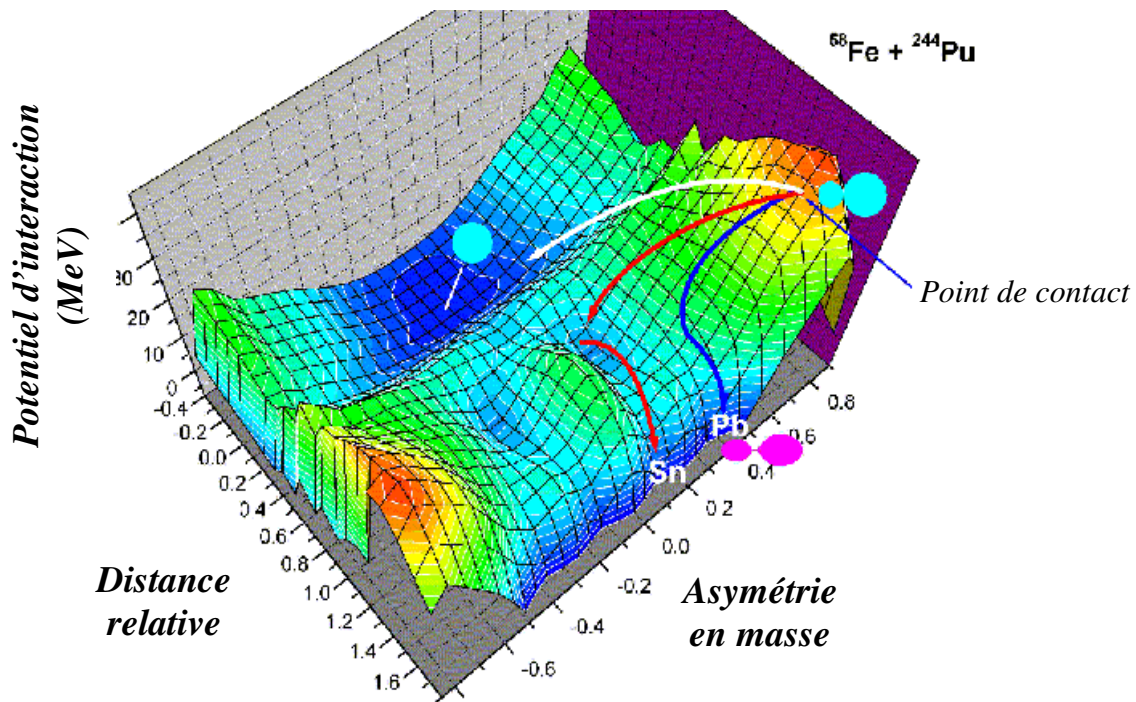


Figure 5 : Potentiel d'interaction en fonction de la distance relative des deux noyaux et de l'asymétrie en masse du système composé [Ari03]. Ce potentiel dépendant des effets de couches, favorise la formation de noyaux magiques tels que le Pb, doublement magique et le Sn, magique en protons ( $Z=50$ ).

# Chapitre I : Calibration du détecteur CORSET

## Introduction :

L'objet de ce travail consiste à étudier la dynamique des processus de fusion-fission lors de la réaction d'un faisceau de  $^{58}\text{Fe}$  sur une cible de  $^{244}\text{Pu}$ . Deux types de détecteurs sont nécessaires pour identifier les produits des différentes réactions, notamment les fragments chargés et les neutrons évaporés. La détection des différents noyaux formés, est assurée par le détecteur de fragments CORSET [Kos97]. En coïncidence avec CORSET, les neutrons évaporés lors des réactions sont détectés par les modules de scintillateurs DEMON [Mou95].

Nous nous intéressons dans cette partie au détecteur de fragments de fission CORSET dont nous exposerons l'extraction des grandeurs physiques à partir des données brutes. Les grandeurs physiques qui nous intéressent pour mieux comprendre les mécanismes de réaction sont les masses, les angles de diffusion et l'énergie des fragments. Les distributions en masse et en énergie donnent en effet des informations sur les échanges de nucléons ayant lieu au cours des collisions, et sur l'énergie dissipée dans les réactions. Le détecteur CORSET mesure le temps de vol des fragments ainsi que leurs positions de détection. Nous expliquerons tout d'abord le calcul des masses, des angles de diffusion et de l'énergie cinétique des fragments à partir des mesures de temps de vol et de positions du détecteur. Ensuite nous exposerons les méthodes d'étalonnage utilisées.

# I. Dispositif expérimental :

- **Montage CORSET :**

Le détecteur CORSET permet d'identifier les produits de réactions formant deux corps principaux (dites réactions binaires) : diffusions élastiques et inélastiques, transferts, fission ou quasi-fission. Il est composé de deux télescopes montés sur des bras mobiles, chacun comportant un module *start* et quatre modules *stop*. Ces modules sont constitués de galettes à micro-canaux, qui amplifient le signal généré par le passage d'une particule et délivrent un signal électrique rapide permettant la mesure du temps de vol des noyaux. Les détecteurs *start* de dimension  $25 \times 35 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur  $120 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$  sont constitués d'une feuille de Mylar et placés à 40 mm de la cible. Les détecteurs *stop* à 200 mm de celle-ci, de dimension  $40 \times 60 \text{ mm}^2$ , sont composés également d'une feuille de Mylar d'épaisseur  $120 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$  entourée de deux feuilles d'or de  $30 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$ . Ils comportent des fils permettant de mesurer la position lors du passage de la particule. Les détecteurs *stop* sont placés de part et d'autre du faisceau. (cf. figure I.1).

Les deux bras pouvant être placés à différents angles, nous avons choisi de les placer de façon symétrique avec un angle par rapport à l'axe du faisceau de  $60^\circ$ , angle attendu pour les fragments de fission de masses égales émis à  $\pm 90^\circ$  dans le centre de masse pour notre système.

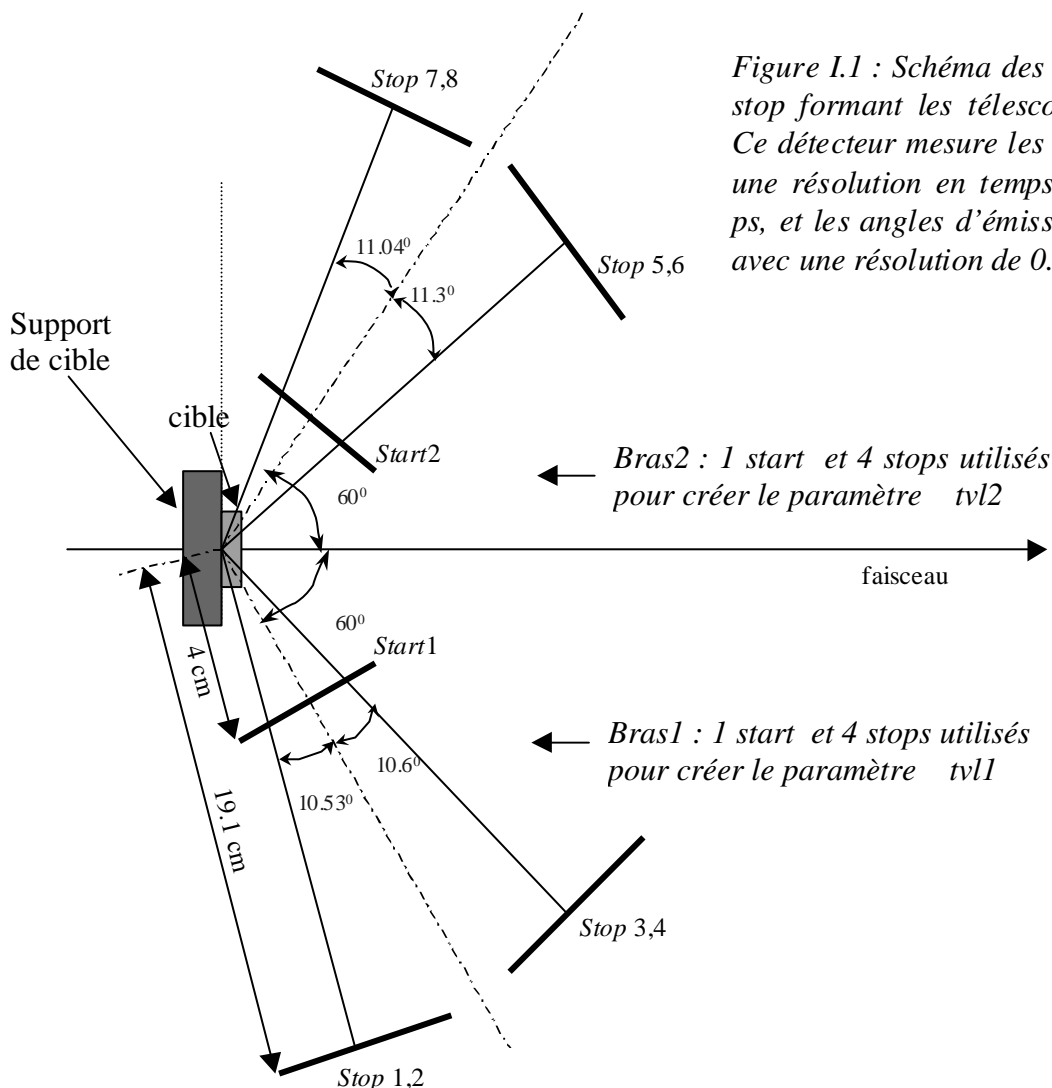


Figure I.1 : Schéma des détecteurs *start* et *stop* formant les télescopes de CORSET. Ce détecteur mesure les temps de vol avec une résolution en temps inférieure à 150 ps, et les angles d'émission des fragments avec une résolution de  $0.1^\circ$ .

Ce système mesure donc pour chaque évènement le temps de vol et l'angle d'émission des fragments de fission ou produits diffusés, nous permettant de calculer leurs masses et leurs énergies cinétiques:

Données brutes	Données physiques
Temps de vol : tof1, tof2	Energies cinétiques : E1, E2 Masses : M1, M2
Positions des fragments : X,Y	Angles de diffusion : $\theta_1$ , $\theta_2$

La relation entre les données brutes et les données physiques n'est cependant pas directe. En effet pour calculer à partir de leurs temps de vol les masses des fragments, il faut connaître leur énergie au moment de la réaction afin de pouvoir appliquer les lois de la dynamique classique. Or les temps de vol mesurés donnent la vitesse des fragments entre les détecteurs *start* et *stop*, alors que les noyaux ont déjà perdu de la vitesse par interaction dans la cible et les détecteurs. On doit donc tenir compte des pertes d'énergie dans ces matériaux traversés qui dépendent elles-mêmes de la masse des fragments que l'on veut calculer. Cette transformation des données brutes en grandeurs physiques, expliquée plus loin, est réalisée par le programme *Dem1000*. On obtient alors les distributions de masse avec une largeur à mi-hauteur de 3 unités de masse atomique (uma).



- **Montage électronique :**

Le câblage électronique permet de n'enregistrer que des réactions binaires, correspondant au passage d'un noyau dans chaque télescope. Le seuil de détection des galettes à micro-canaux est de 30 MeV, ce qui évite le déclenchement sur des produits de réaction trop légers (protons,  $\alpha...$ ). Le signal de déclenchement, permettant de sélectionner les réactions binaires, est généré par une unité de coïncidence entre les deux bras du détecteur CORSET (cf. figure I.2). Il est utilisé en « maître » dans l'acquisition, c'est à dire que ce signal déclenche la lecture et l'enregistrement des données issues du détecteur CORSET ainsi que de tous les modules DEMON. A chaque événement binaire détecté, le module de coïncidence envoie un signal de validation au déclencheur qui lance la lecture des codeurs CAMAC pour les détecteurs CORSET et des voies VXI des détecteurs DEMON.

Le module de coïncidence est représenté figure I.2. Il ne déclenche que lorsque les deux *stop* et au moins un *start* des télescopes CORSET ont été touchés. Ce système permet ainsi de maximiser le nombre d'événements physiques. En effet, les événements pour lesquels un seul *start* a déclenché ne sont pas rares en raison de l'efficacité imparfaites des galettes du télescope, mais ils correspondent cependant à des événements dont on peut reconstruire la cinématique

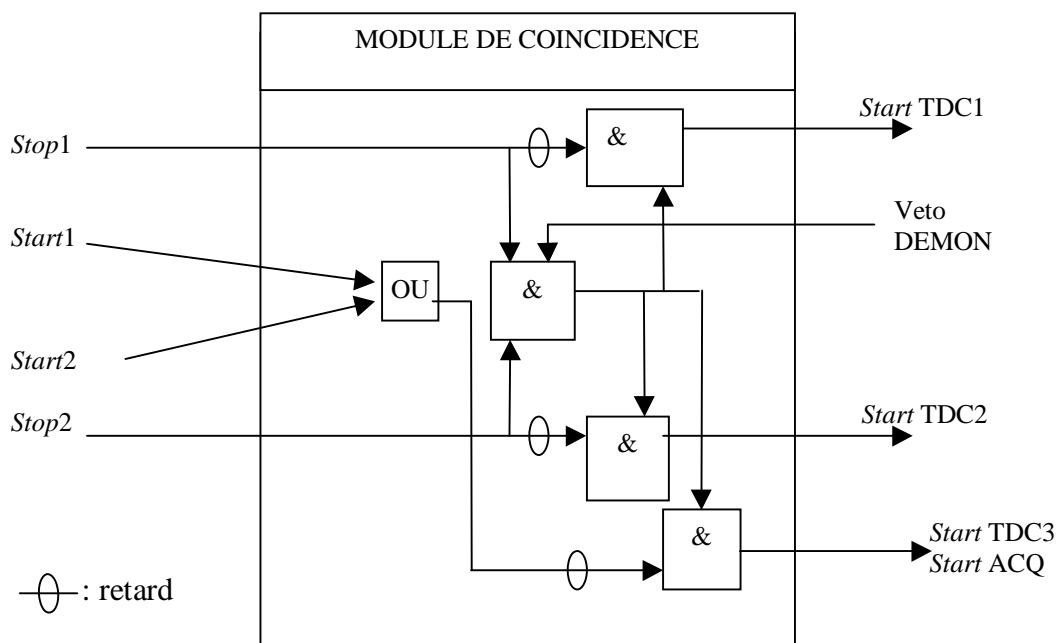


Figure I.2 : Le module de coïncidence permet de sélectionner les événements binaires (2 stops et au moins 1 start) et ouvre la porte d'acceptation qui valide les signaux de déclenchement des TDC.

Les temps de vol sont reconstruits à partir des signaux lents issus des télescopes et validés par l'unité de coïncidence. Ces signaux sont retardés, inversés et entrés dans les TDC (cf schéma électronique en annexe).

Le spectre bidimensionnel (cf. figure I.3) représente le temps de vol du fragment 1 en fonction du temps de vol du fragment 2. Il contient deux pics correspondants aux événements de diffusion élastique qui sont les plus nombreux. On y reconnaît également les produits issus des réactions de quasi-fission et de fusion-fission se trouvant à des temps de vol intermédiaires entre les deux pics élastiques.

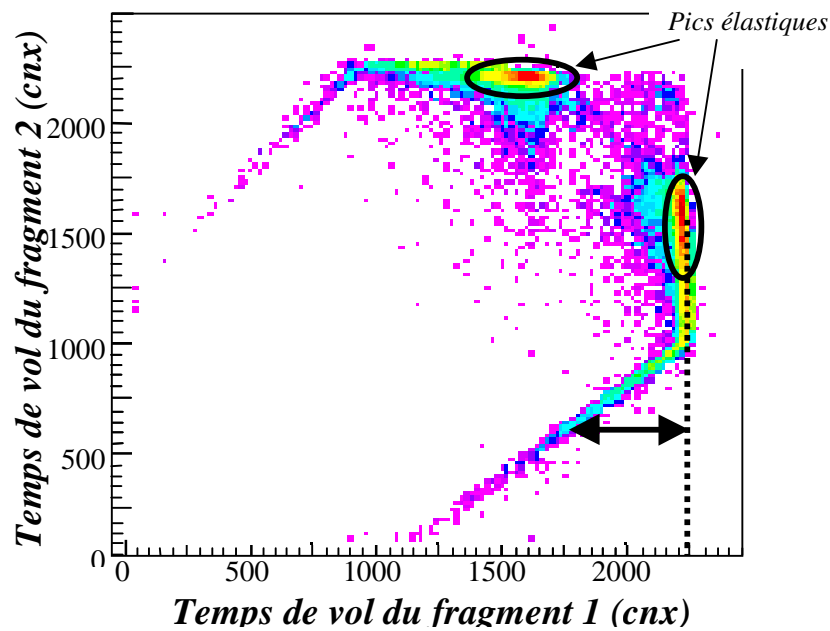


Figure I.3 : Spectre bidimensionnel du temps de vol du fragment 2 en fonction de celui du fragment 1

On se rend compte, lorsque l'un des fragments devient très lent par rapport au second, que le temps de vol du fragment rapide est diminué linéairement par rapport au temps de vol du fragment lent pour la diffusion élastique (flèches figures I.3 et I.4). Il s'agit d'un problème lié à l'électronique de l'acquisition. Le signal *stop1* retardé, utilisé pour former le *start* du TDC1 correspondant, arrive avant le signal *stop2* du second fragment, et donc avant le déclenchement de la porte d'acceptation. Le *start* du TDC1 ne se fera donc pas au bon moment, mais seulement lorsque le signal *stop2* sera arrivé et la porte d'acceptation déclenchée. Pour illustrer ce phénomène, les chronogrammes (cf. figure I.4) sont présentés dans le cas où le déclenchement des TDC s'est fait correctement et dans le cas d'un fragment très rapide par rapport à l'autre, pour lequel il y a une erreur de mesure.

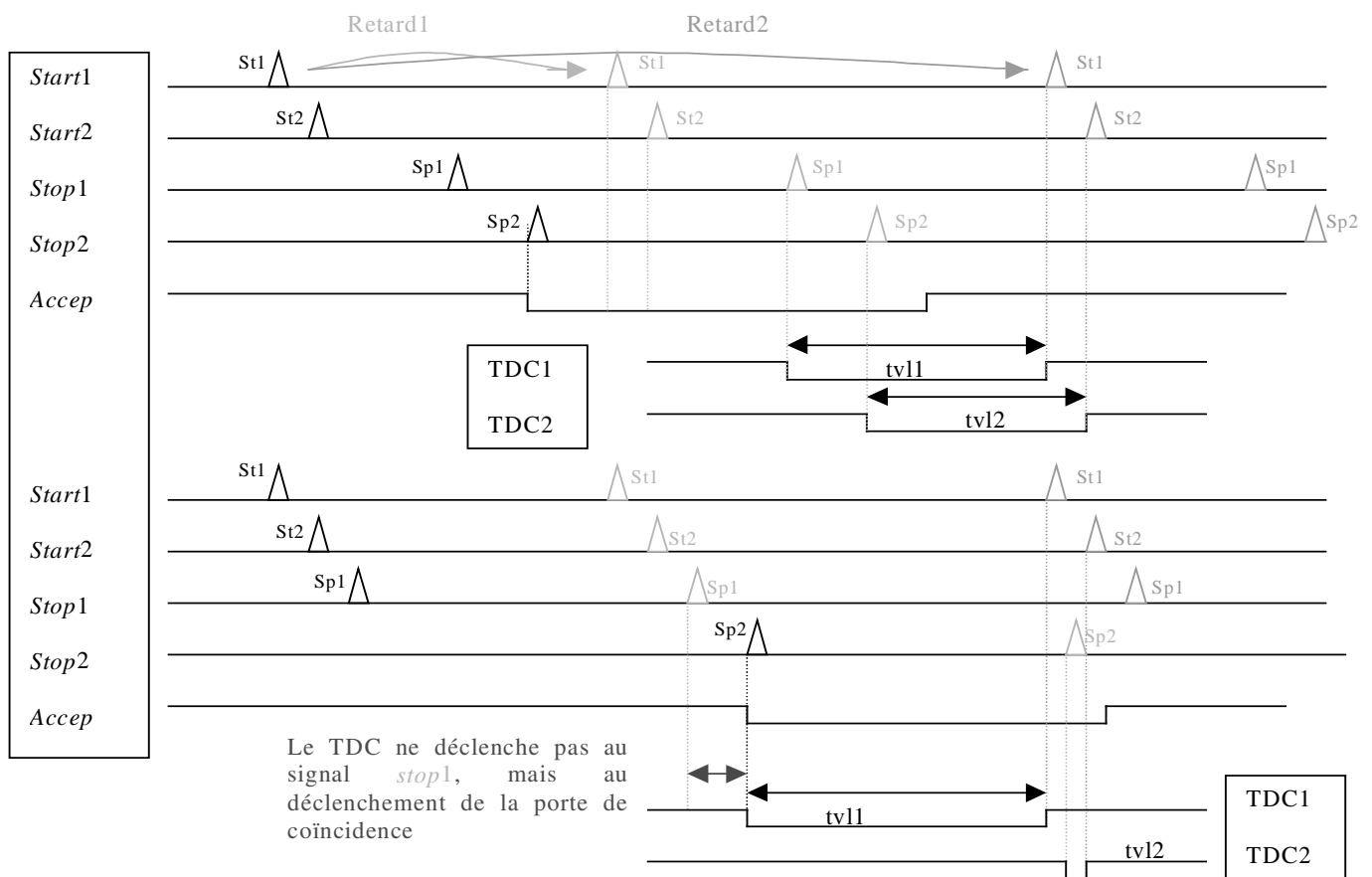


Figure I.4 : Chronogrammes de l'électronique pour le cas où le déclenchement se fait correctement (en haut) et pour le cas où le signal stop du second fragment arrive après le signal retardé du premier fragment (en bas).

Ce problème de mesure des temps de vol n'est pas gênant puisqu'il n'intervient que pour des événements venant de réactions parasites, comme nous le verrons dans la suite.

## II. Cinématique :

Le déclenchement de l'acquisition se faisant sur des évènements donnant un signal sur les deux détecteurs *stop*, on suppose, afin de reconstruire la cinématique des réactions, que ces évènements sont binaires, c'est à dire qu'il n'y a pas de troisième corps dans la réaction.

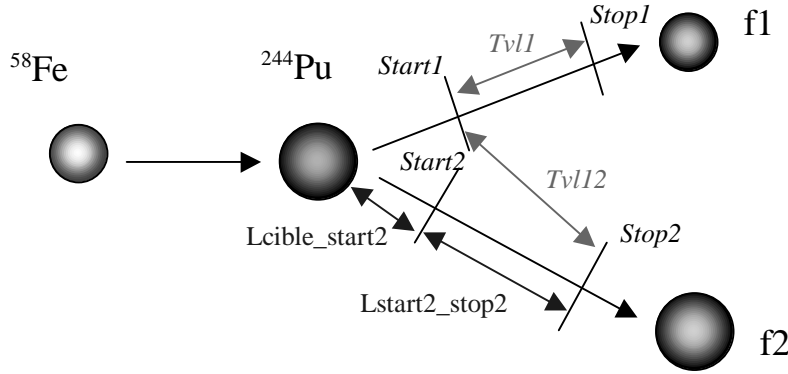


Figure I.5 : Schéma de la réaction et notation des distances entre les détecteurs et des différents signaux.

- Calculs des quantités physiques dans le centre de masse :**

Nous mesurons la position des fragments de fission sur les détecteurs *stop* des deux bras de CORSET, ce qui nous donne alors l'angle de diffusion des fragments après la cible, en supposant celle-ci ponctuelle.

Nous calculons également les vitesses des fragments à l'aide des temps de vol, ce calcul étant différent si l'évènement contient un ou deux signaux *starts*. Lorsque les deux détecteurs *starts* ont déclenché, la vitesse des fragments est donnée par la formule simple :

$$V_i = \frac{Lstart_i - stop_i}{tv l_i} \quad \text{où } i=1,2$$

Lorsqu'un seul détecteur *start* a déclenché, la vitesse du fragment n'ayant pas déclenché son *start* se calcule alors entre le moment de la réaction et son signal *stop*. Ceci nécessite de retrouver, à l'aide de la vitesse connue du premier fragment, le temps  $t_0$ , moment où la réaction a eu lieu :

$$t_0 = \frac{Lcible - start_1}{V_1}$$

On peut alors calculer la vitesse du second fragment :

$$V_2 = \frac{Lcible - stop_2}{tv l_{12} + t_0}$$

Afin de pouvoir calculer les masses des fragments, et appliquer les lois de conservation dans le centre de masse, il faut tenir compte des pertes d'énergie des noyaux dues à la traversée de la cible et des détecteurs *starts* qui ralentissent les noyaux. Les vitesses précédemment calculées sont ainsi sous-estimées. De plus, ces pertes d'énergie dépendent de la masse et de la charge des fragments, que l'on ne connaît pas. On va donc procéder par itérations. Les masses sont d'abord calculées à partir des temps de vol sans tenir compte des pertes d'énergie :

$$\begin{cases} M_1 + M_2 = M_{cib} + M_{proj} \\ M_1 V_1 = M_2 V_2 \end{cases} \quad \text{dans le centre de masse.}$$

Puis on calcule les pertes d'énergie dans les matériaux traversés pour un fragment de fission ayant la masse obtenue dans le calcul précédent. On remonte ainsi à la vitesse des fragments au moment de la réaction. Le calcul est alors réitéré à partir de cette vitesse : les masses, et à nouveau les pertes d'énergie des fragments sont recalculées, jusqu'à ce que les calculs de masses convergent.

Ces calculs de masses sont fait en utilisant le fait qu'il y a conservation de la quantité de mouvement lors de la réaction. Nous avons tracé l'angle relatif de diffusion des fragments dans le centre de masse en fonction de sa projection sur le plan (Oyz) (cf. figure I.6). On observe plusieurs structures pour les angles des produits de réaction. Le plus important est autour de  $180^\circ$  et correspond à la réaction attendue entre le  $^{58}\text{Fe}$  et le  $^{244}\text{Pu}$ .

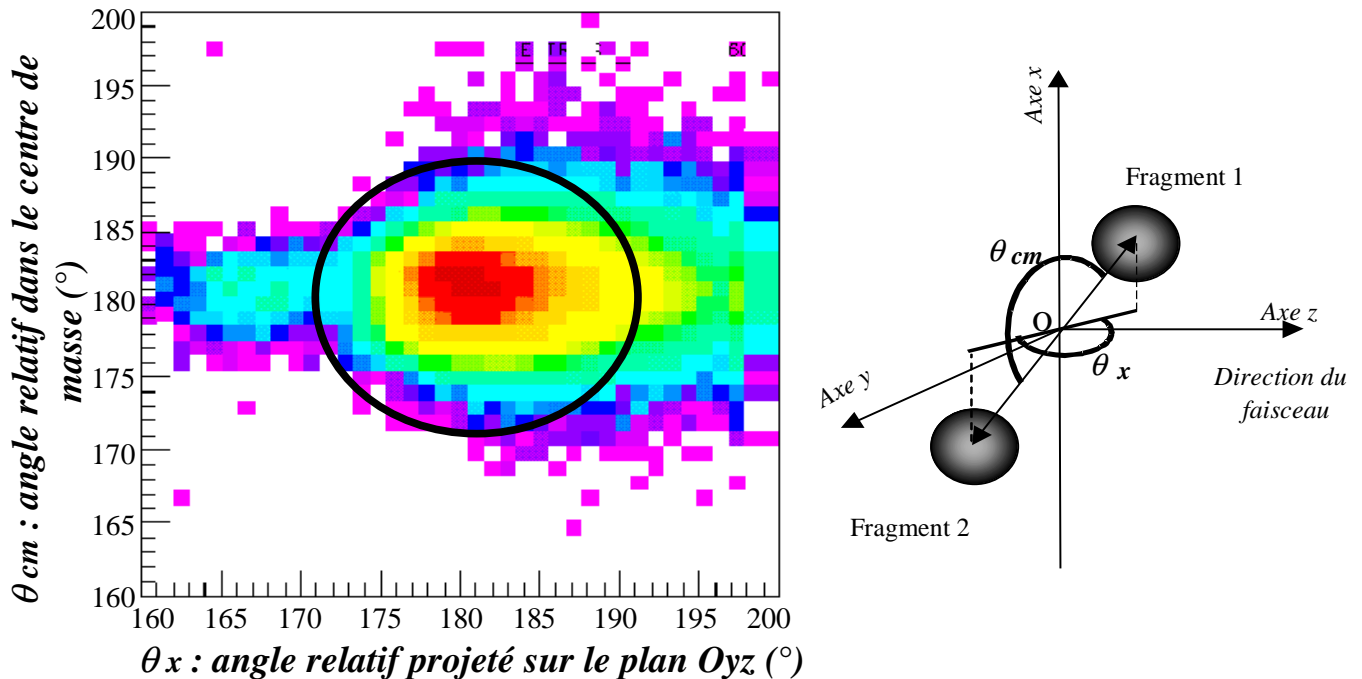


Figure I.6 : Angle relatif des deux fragments dans le centre de masse en fonction de sa projection dans le plan Oyz. A droite, le schéma de la cinématique dans le centre de masse, avec les notations utilisées.

Le calcul de l'angle relatif suppose en effet que tous les produits diffusés détectés par les télescopes CORSET sont issus de réactions entre le faisceau de  $^{58}\text{Fe}$  et la cible de  $^{244}\text{Pu}$ . La masse totale des produits de réaction est donc supposée être 58+244.

Cependant, la cible étant montée, pour des raisons de tenue mécanique, sur une feuille comportant différents éléments (Carbone et Aluminium), le faisceau peut aussi réagir avec ces éléments. Ces réactions parasites du faisceau sur des éléments légers sont à l'origine des pics à plus faible angle relatif. En effet, si la masse réelle de la cible est plus faible que celle supposée dans les calculs, la vitesse du centre de masse du système est alors plus grande que celle supposée dans les calculs et l'angle relatif est calculé plus faible qu'il ne l'est réellement.

On remarque également que la distribution autour de  $180^\circ$  est asymétrique, puisqu'une traîne aux grands angles laisse penser que de nombreux événements sont diffusés avec un angle relatif plus grand que  $180^\circ$ . Cependant, suivant le raisonnement inverse que celui fait précédemment, si la masse réelle du projectile, cette fois, est plus faible que celle supposée dans les calculs, la vitesse du centre de masse est plus faible que celle supposée dans les calculs qui surestime alors l'angle relatif. On peut donc supposer que cette traîne de l'angle relatif a pour origine des événements de fusion incomplète, dans lesquels seulement une partie du projectile fusionne avec la cible avant de fissionner.

La sélection des événements que l'on veut observer est alors réalisée en imposant d'avoir un angle relatif entre les impulsions de  $(180 \pm 10^\circ)$ .

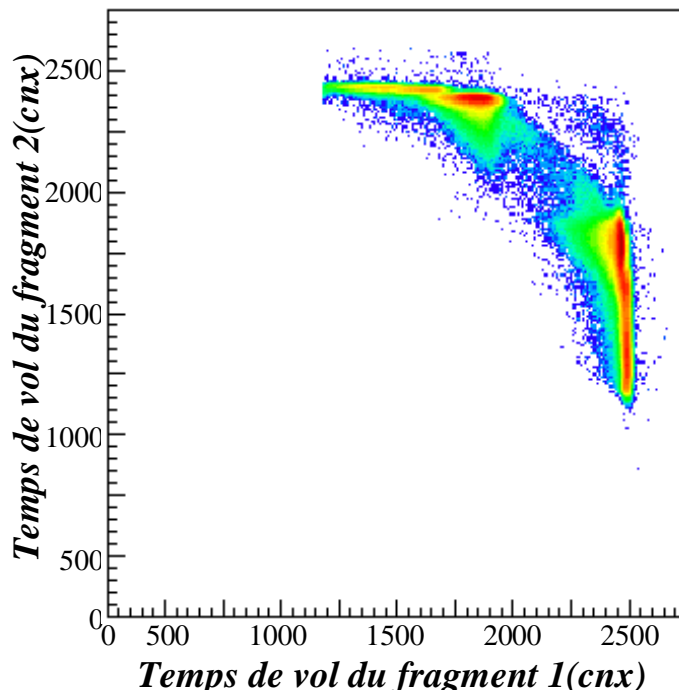


Figure I.7 : Temps de vol conditionné sur l'angle relatif ( $180 \pm 10^\circ$ )

Cette sélection est faite systématiquement dans la suite de l'analyse, et l'on s'aperçoit que les événements pour lesquels l'un des fragments était trop lent par rapport à l'autre (cf. figure I.3), et donc pour lesquels les temps de vol étaient mal mesurés sont également éliminés (cf. figure I.7).

- **Les contours des pics élastiques :**

Lorsqu'on considère le spectre en temps de vol de la figure I.7, conditionné en angle, on constate cependant que les pics élastiques, qui sont les événements les plus nombreux, se dédoublent. Autrement dit, les noyaux de Fer et de Plutonium issus des diffusions élastiques sont détectés autour de deux énergies différentes.

On sait que les détecteurs *stop* sont, sur un même bras de CORSET, placés à des angles différents et séparés les uns des autres par quelques millimètres (cf. figure I.1). Les noyaux détectés dans chacun d'eux ont donc été émis à des angles différents, avec des énergies différentes et les noyaux émis avec un angle, donc une énergie intermédiaires passent entre deux détecteurs et ne sont pas détectés. Nous allons vérifier si cette considération peut expliquer le dédoublement des pics élastiques.

On impose alors de nouvelles conditions séparant les deux pics élastiques correspondant au Pu détecté dans le détecteur 3 du bras 1 de CORSET. Avec cette condition supplémentaire sur un pic ou sur l'autre, on met en évidence le fait que ces deux pics de détection du Pu sur le détecteur 3 correspondent à des événements où le Fe est détecté dans deux détecteurs différents (le détecteur 6, ou le détecteur 8 du bras 2 de CORSET) (cf. figures I.8 et I.9).

Figure I.8 : spectre bidimensionnel des temps de vol du détecteur stop3 (bras 1 de CORSET)

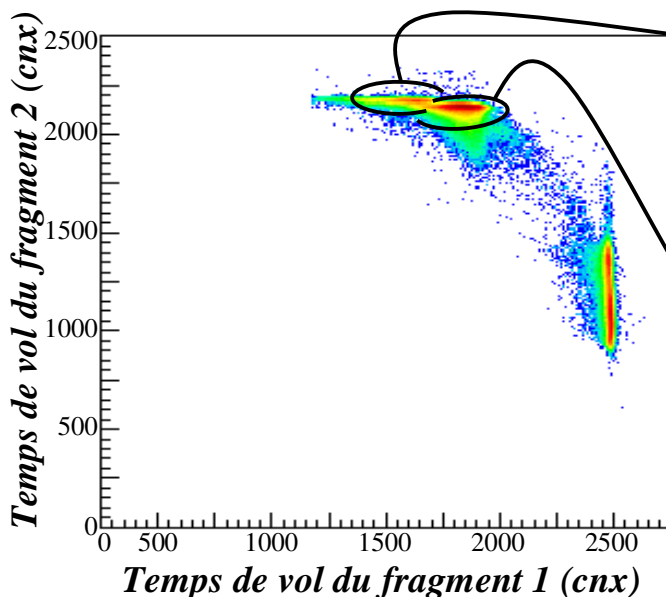
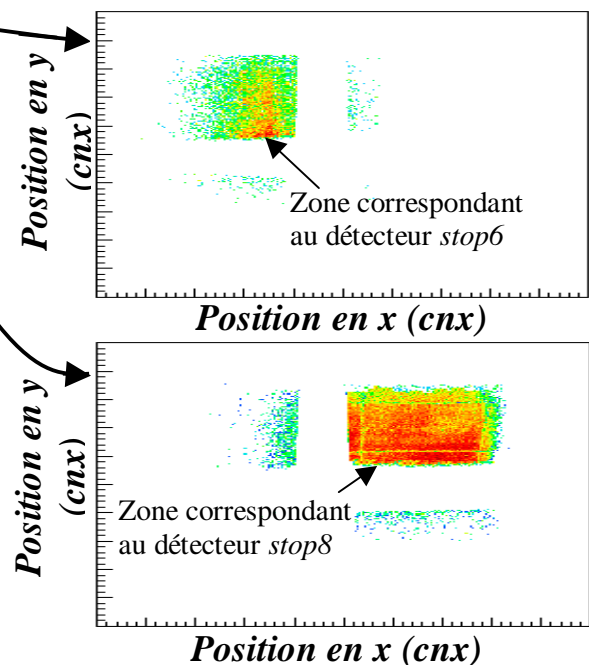
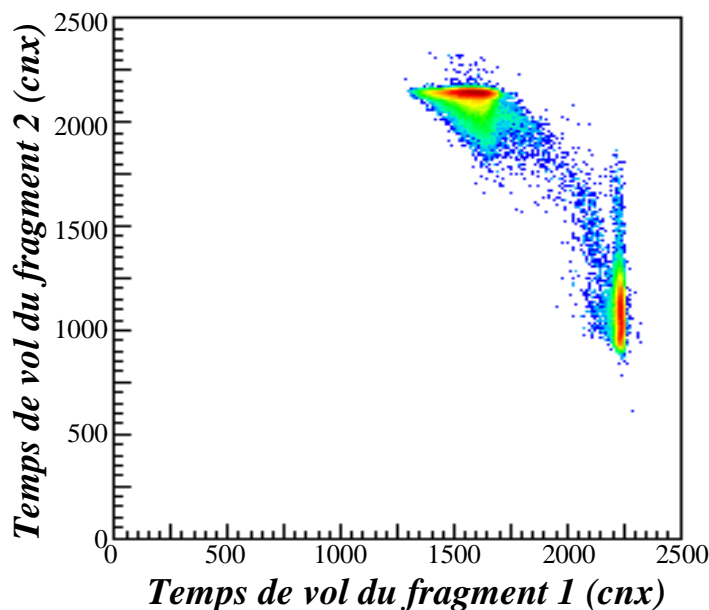


Figure I.9 : Positions en x et y du fragment correspondant sur les détecteurs stop du bras 2 de CORSET.



Lorsqu'un produit de réaction est diffusé dans l'un des détecteurs du bras 1 de CORSET, le second produit, diffusé à  $180^\circ$  dans le centre de masse, sera détecté si cet angle est couvert par un détecteur du bras 2. Si l'on observe à présent les événements sélectionnés dans deux détecteurs à  $180^\circ$  dans le centre de masse, on obtient des spectres en temps de vol ne contenant qu'un seul pic élastique. Sur la figure I.10 est représenté un tel spectre en temps de vol pour des événements ne touchant que le couple de détecteur 3 et 8.



*Figure I.10 : Temps de vol sélectionnant les événements dans les détecteurs stop 3 et 8*

Ainsi, lorsqu'on sélectionne deux détecteurs à  $180^\circ$  dans le centre de masse, on peut définir les contours des pics élastiques correspondant à ces deux détecteurs avec précision sur les spectres en temps de vol. Ces contours seront utilisés dans la suite pour calibrer en énergie et en masse le détecteur CORSET. En effet, on a besoin de connaître les énergies des noyaux dans chaque détecteur, afin de les calibrer indépendamment les uns des autres.



- **Calculs des quantités physiques dans le référentiel du laboratoire :**

Maintenant que l'on sait sélectionner les pics élastiques dans chaque couple de détecteurs, il nous reste à calculer l'énergie dans le référentiel du laboratoire, correspondant à la diffusion élastique des noyaux dans ces détecteurs, afin d'étalonner les galettes à micro-canaux. On écrit un code de simulation permettant de calculer, les distributions d'énergie dans le laboratoire auxquelles on doit s'attendre. Celles-ci dépendent des angles de diffusion des noyaux qui vont traverser le détecteur, mais aussi de la section efficace d'interaction de Rutherford pour ces angles-là. Les calculs sont faits pour une énergie incidente de 321.5 MeV, à l'aide des formules classiques de diffusion élastique:

$$\theta_{cm} = \arcsin\left(\sin(\theta_{lab}) \frac{A_{proj}}{A_{cib}}\right) + \theta_{lab}$$

$$E_{proj\_lab}(\theta_{cm}) = \left(\frac{A_{cib}}{A_{proj} + A_{cib}}\right)^2 E_{inc} \left(1 + \left(\frac{A_{proj}}{A_{cib}}\right)^2 + 2 \frac{A_{proj}}{A_{cib}} \cos \theta_{cm}\right)$$

Chaque détecteur est découpé en tranches de 0,2 cm de large, et on calcule l'angle d'émission de la cible, et du projectile arrivant dans cette zone, ainsi que son énergie et la section efficace de Rutherford correspondante. Finalement ces énergies sont intégrées sur toute la surface des détecteurs, afin d'obtenir les énergies moyennes. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau I.1.

Energie du $^{58}Fe$ (MeV)	Energie du $^{244}Pu$ (MeV)	Dans le det :	Energie du $^{58}Fe$ (MeV)	Energie du $^{244}Pu$ (MeV)	Dans le det correspondant :
234.77	40.15	1	281.42	90.02	6
234.79	40.25	2	281.37	90.49	5
282.07	73.77	3	248.03	39.68	8
282.04	73.80	4	248.01	39.70	7

*Tableau I.1 : Energies moyennes dans le référentiel du laboratoire du projectile et de la cible pour chaque couple de détecteurs stop se trouvant à 180° dans le centre de masse. Ces valeurs moyennes ont été calculées en tenant compte de la largeur angulaire des détecteurs et de leur seuil en énergie, mais sans tenir compte des pertes d'énergie dans les matériaux traversés.*

On connaît à présent les énergies auxquelles on doit s'attendre lorsque l'on sélectionne les événements arrivant dans chaque couple de détecteurs à 180° dans le centre de masse, et on peut calibrer en temps de vol l'ensemble de détection CORSET à l'aide de ces valeurs.

### III. Etalonnage de CORSET :

On cherche à calibrer la position et les temps de vol des différents détecteurs formant l'ensemble de détection CORSET. Pour connaître les angles de diffusion des deux fragments détectés, il faut dans un premier temps étalonner les signaux X et Y, afin de connaître avec précision la position de passage de la particule sur le détecteur *stop*. Puis, pour étalonner les temps de vol, on utilise les événements de diffusion élastique, pour lesquels on connaît les masses de chaque noyau et, une fois connu l'angle de diffusion, leurs énergies.

- **Etalonnage en position :**

Lors de son passage sur le détecteur *stop*, le noyau interagit d'abord avec la galette à microcanaux, pour donner un signal électrique rapide. Puis, le noyau va interagir avec les fils de localisation X et Y enroulés en bobine derrière le détecteur (cf. figure I.11). Suivant la position de passage de la particule sur le détecteur, le signal électrique se formera à une position différente du bobinage, et le temps mis par le signal pour être collecté à l'autre bout du fil dépendra de cette position. La mesure du temps entre l'arrivée du signal rapide issu de la galette et l'arrivée de ce signal retardé par son parcours le long du fil X ou Y donne la position du noyau, en canaux, qu'il faut ensuite calibrer pour obtenir la position physique en centimètres.

La distance séparant deux tours de fil est environ de 0.35 mm, l'erreur faite sur la position est donc de cet ordre de grandeur.

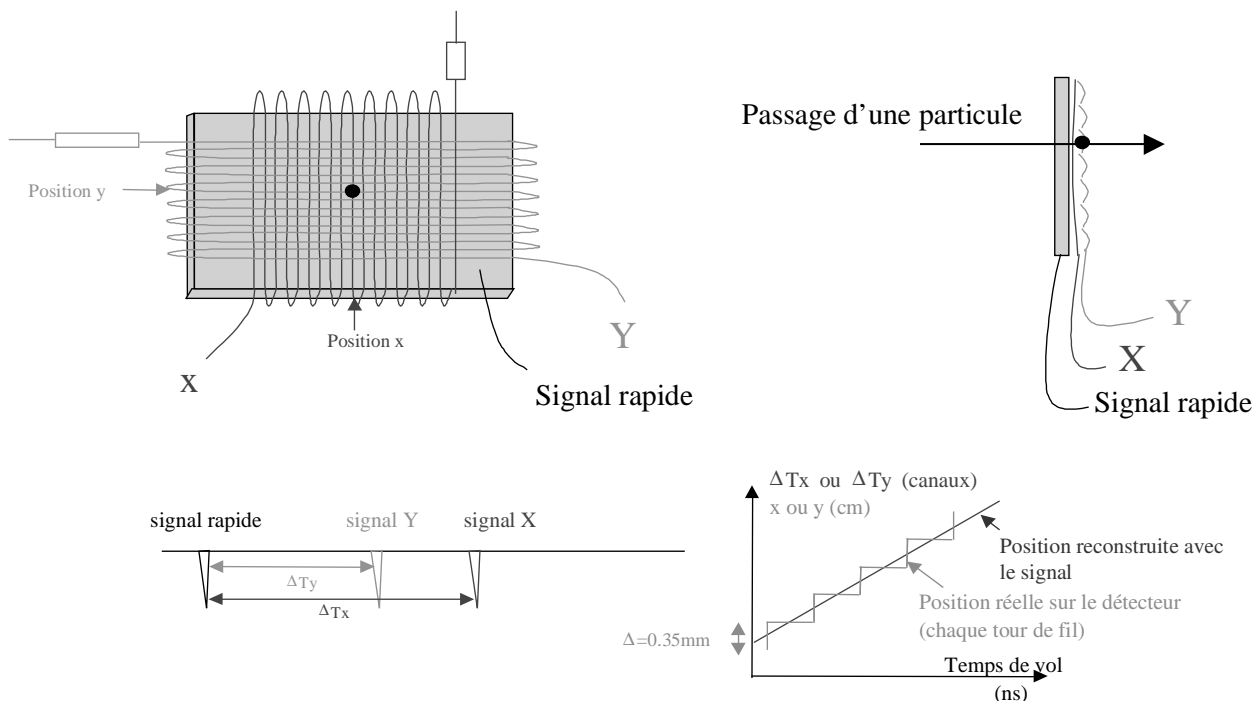
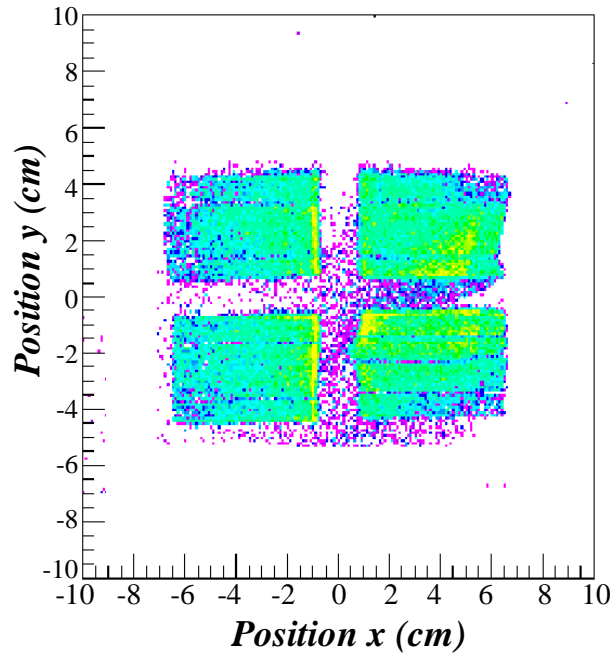


Figure I.11 : Schéma du montage de la détection en position des noyaux. La différence de temps d'arrivée entre le signal rapide issu de la galette et le signal retardé par son parcours dans le fil de localisation donne la position de passage du noyau.

Pour connaître les positions de passage des noyaux en centimètre, 4 pistes sont placées sur chaque détecteur *stop*, à des positions en X et en Y connues précisément. Ces pistes sont utilisées comme masques, c'est à dire que les fragments ne sont pas détectés s'ils arrivent sur l'une d'elles. Ces pistes apparaissent donc sur les spectres en position, (cf. figure I.12). Elles donnent ainsi, pour chaque coordonnée, deux points à des positions connues et permettent ainsi de retrouver la pente de conversion des canaux en centimètres. A l'aide de ces pentes et de la connaissance de la géométrie des détecteurs, on détermine la relation entre la position d'impact des ions en canaux, et leur position physique en centimètres.



*Figure I.12 : Spectre des positions d'arrivée des noyaux (x,y) sur les détecteurs stop du bras 1.*

Une fois connues les positions de détection des produits diffusés, on peut extraire leurs angles de diffusion. On ne s'intéresse plus alors qu'aux événements de diffusion élastique afin de calibrer en énergie et en masse le détecteur.

- **Étalonnage en énergie et en masse :**

On cherche à présent à étalonner les temps de vol mesurés par CORSET. Puisque les calculs de cinématique sont différents selon qu'il y a 1 ou 2 *starts* dans l'événement, on sélectionne et on enregistre dans trois fichiers séparés, les différentes configurations : 2 *start*, *start1* seul et *start2* seul. Les signaux issus du TDC doivent être convertis en nanoseconde :

$$tof_{ns} = A. tof_{can} + B_{det}$$

Le paramètre A est la pente de conversion des canaux en nanosecondes. Elle a été mesurée plusieurs fois au cours de l'expérience à l'aide d'un générateur d'impulsions. Les temps de vol étant inversés, cette pente est négative. Le temps  $B_{det}$  est le retard pris par le signal entre le moment où il a été généré et sa conversion par le TDC.

La méthode de calibration adoptée consiste à sélectionner les événements de diffusion élastique dans chaque couple de détecteurs et à ajuster les retards  $B_{det}$  du couple de détecteurs afin d'obtenir les distributions en énergie et en masse données par les calculs de cinématique correspondants (cf. tableau 1). Un programme de calibration et de dépouillement, *dem1000*, a été développé par Vladimir Salamatine et Elena Prokhorova, pour permettre de calculer à partir des données brutes de temps de vol, des pentes de conversion et des retards  $B_{det}$ , les temps de vol physiques que l'on veut mesurer, mais aussi les masses et les énergies des deux fragments. On peut alors comparer les résultats des calculs donnés par le programme aux calculs de cinématiques précédents, et modifier s'il le faut l'étalonnage des retards  $B_{det}$  (cf. figure I.13).

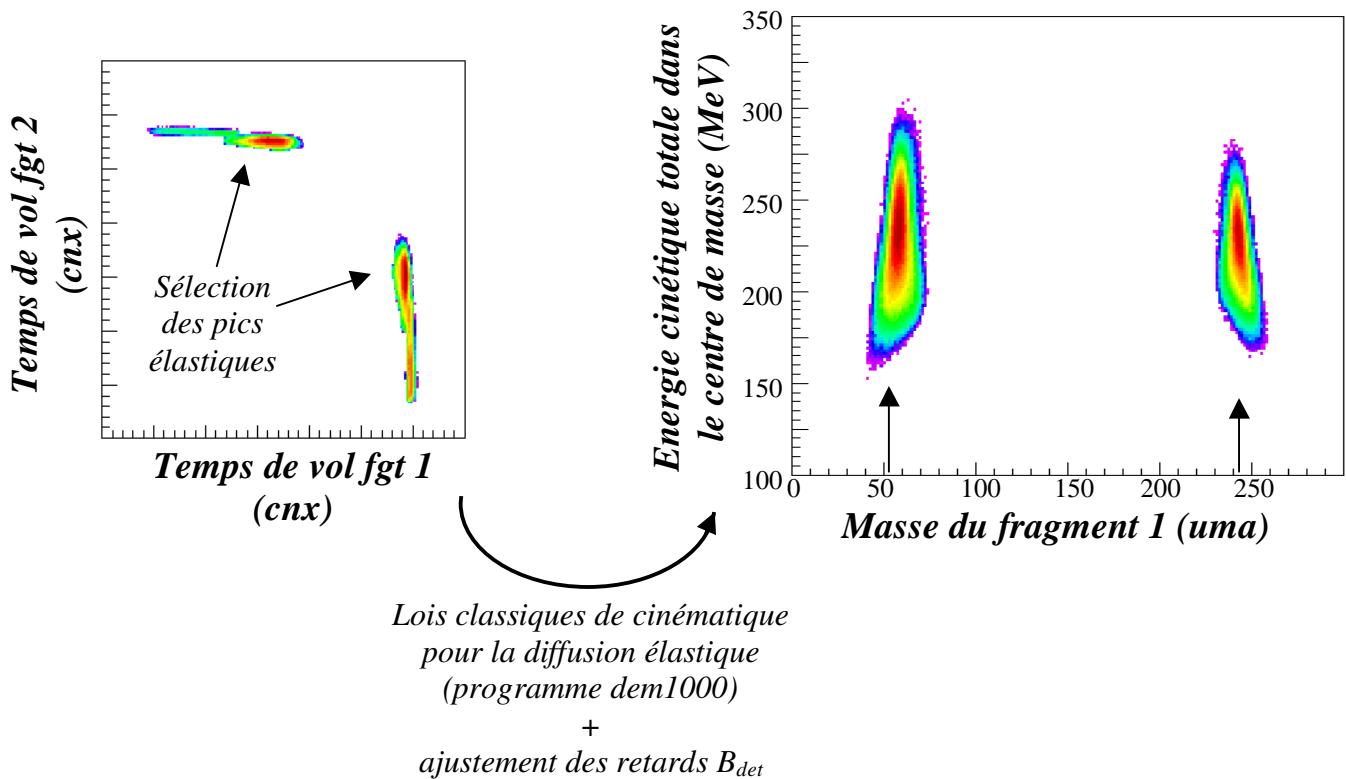


Figure I.13 : Schéma de l'étalonnage en temps de vol des télescopes de CORSET

On va s'intéresser dans un premier temps aux calculs effectués dans le centre de masse. Le programme tient compte des pertes d'énergies qui ont lieu après la réaction. Ainsi, après le calcul itératif donnant les énergies et masses des noyaux, le programme retrouve l'énergie cinétique présente dans le centre de masse au moment de la réaction, énergie que l'on connaît. En effet, en supposant que la réaction se fait au milieu de la cible, on calcule la perte d'énergie du faisceau dans les supports et la moitié de l'épaisseur de la cible, qui précèdent l'endroit supposé de la réaction. Les pertes d'énergie sont calculées par deux programmes différents, qui donnent la même perte totale :  $\Delta E = 2,46$  MeV. Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie cinétique totale au moment de la réaction doit alors être :

$$E_{cin.cm} = \frac{A_{cib}}{A_{cib} + A_{proj}} (E_{inc} - \Delta E) = 259.79 \text{ MeV}.$$

Alors, pour chaque événement de diffusion élastique sélectionné dans un couple de détecteurs, on connaît l'énergie cinétique totale dans le centre de masse, ainsi que les masses (58 pour le Fer, 244 pour le Plutonium), et l'angle relatif ( $180^\circ$ ) entre les directions d'émission des deux fragments. On peut alors calibrer les temps de vol, en réglant les retards  $B_{det}$  de chacun des détecteurs du couple sélectionné.

Les valeurs obtenues avec les données expérimentales, après avoir réglé les retards  $B_{det}$  des temps de vol sont exposées dans le tableau I.2.

*Tableau I.2 : Données expérimentales de diffusion élastique.  
Calculs dans le centre de masse.*

Energie cin. totale (MeV)	Masse $^{58}Fe$	Masse $^{244}Pu$	$\theta_{cm}$ ( $^\circ$ )	Det stop
256.9	58.0	244.1	182.5	1&6
247.7	57.8	244.2	180.8	2&5
249.2	57.9	244.4	181.4	3&8
246.1	57.9	244.1	180.7	4&7

Nous constatons que l'énergie cinétique totale des événements élastiques est légèrement plus faible que celle à laquelle on s'attend dans les calculs. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les contours de sélection des événements élastiques contiennent également quelques événements de diffusion inélastique, puisque ces deux sortes d'événements sont très proches sur les spectres en temps de vol.

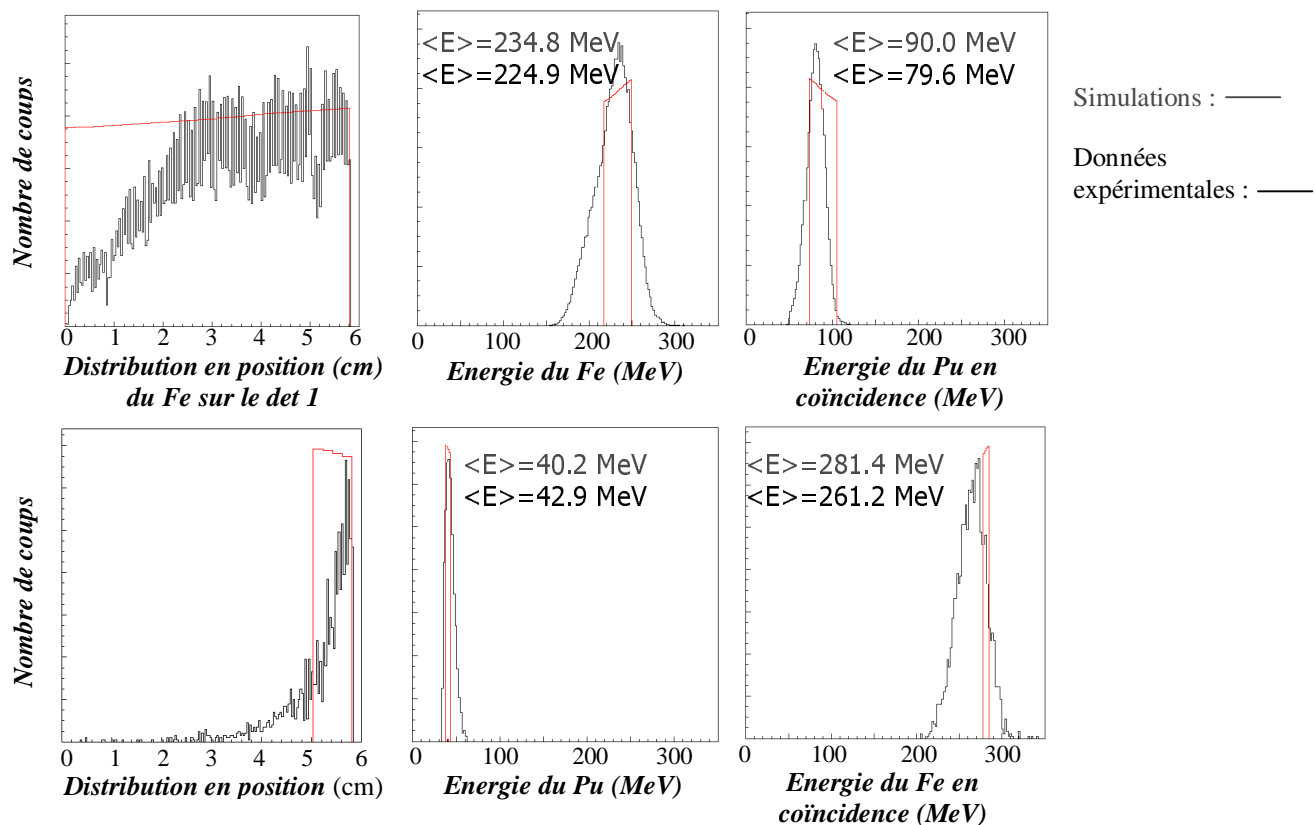
Nous allons à présent mesurer les valeurs moyennes des distributions en énergie dans le référentiel du laboratoire, afin de comparer les valeurs expérimentales aux simulations du tableau I.1. Les énergies moyennes expérimentales sont présentées dans le tableau I.3.

*Tableau I.3 : Données expérimentales de diffusion élastique.  
Calculs dans le laboratoire.*

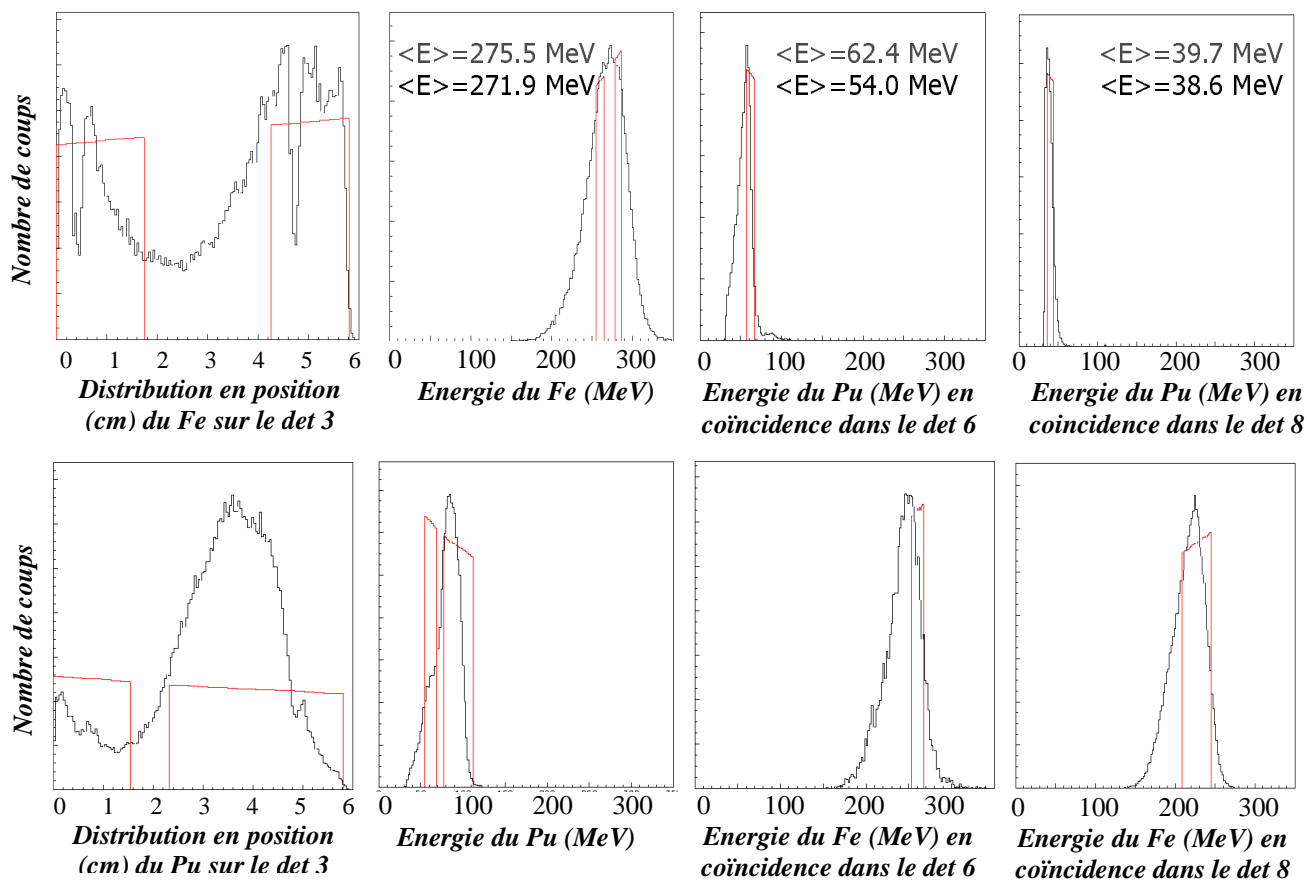
Energie du $^{58}\text{Fe}$ (MeV)	Energie du $^{244}\text{Pu}$ (MeV)	det	Energie du $^{58}\text{Fe}$ (MeV)	Energie du $^{244}\text{Pu}$ (MeV)	det correspondant
224.3	42.9	1	261.2	79.6	6
214.1	43.2	2	263.6	77.5	5
271.1	83.0	3	210.0	38.6	8
266.2	81.9	4	213.0	39.2	7

Le programme de simulation permet de reconstruire les distributions en énergie et en position pour chacun des détecteurs. Ces spectres simulés peuvent donc directement être comparés aux données expérimentales (cf. histogrammes I.1 et I.2).

### Détecteur 1 :



### Détecteur 3 :



Histogrammes I.1 et I.2 : Simulation de la diffusion élastique dans le laboratoire, pour les détecteurs 1 et 3 : Ces simulations sont construites en tenant compte de la section efficace de réaction, suivant l'angle de chaque tranche de détecteur. On peut alors comparer ces histogrammes aux données expérimentales.

Les calculs de simulation tiennent compte du seuil en énergie des détecteurs *stops*, d'une valeur de 30 MeV. C'est pourquoi beaucoup moins de Plutoniums sont détectés vers les grands angles de diffusion pour lesquels son énergie devient faible dans une réaction de diffusion élastique. On prend également en compte l'angle de diffusion des noyaux, afin de déterminer les détecteurs touchés à  $180^\circ$  dans le centre de masse. On voit ici que pour le détecteur 3 il y a plusieurs détecteurs correspondants : suivant l'endroit de détection du noyau sélectionné, c'est à dire son angle de diffusion, le noyau émis en coïncidence sera détecté soit dans le détecteur 6, soit dans le détecteur 8, et pour les positions intermédiaires, le noyau émis en coïncidence étant diffusé entre ces deux détecteurs, la détection n'a pas lieu, et le comptage devient nul sur le détecteur 3.

Ces calculs et comparaisons avec les données expérimentales nous permettent d'une part, de confirmer la provenance des deux pics élastiques observés sur les spectres bidimensionnels des temps de vol : lorsque, pour un détecteur stop, il y a plusieurs détecteurs correspondants à  $180^\circ$  dans le centre de masse, alors, les noyaux issus de diffusions élastiques auront différentes énergies suivant l'angle d'émission de chacun d'eux, donc suivant le détecteur qu'ils auront déclenché. Les réactions donnant des produits diffusés à des angles intermédiaires n'étant pas détectées, elles n'apparaissent pas sur les spectres et les événements élastiques se scindent en deux pics. D'autre part, ces calculs permettent de connaître les distributions en énergie auxquelles on doit s'attendre dans chaque détecteur stop, et ainsi de pouvoir étalonner chaque détecteur.

On peut cependant constater des différences entre les simulations et les données expérimentales. Les histogrammes, ne contiennent pas le même nombre de coups pour une énergie donnée sur les spectres en énergie ou pour une abscisse donnée sur les distributions de position. Ceci est dû à la dépendance en énergie de l'efficacité de détection dont les simulations ne tiennent pas compte. Le seuil de détection de 30 MeV est considéré, mais lorsque l'énergie des noyaux devient faible, on constate que l'efficacité de détection diminue.

On constate également un élargissement des distributions expérimentales en énergie et en position par rapport aux simulations. Cette dispersion est due à plusieurs effets. Outre la précision des mesures, limitée par les détecteurs et l'électronique, les noyaux interagissent avec les milieux qu'ils traversent, entraînant une dispersion en énergie et une dispersion angulaire. Ces fluctuations peuvent également être dues à la résolution en énergie du faisceau. Nous allons chercher dans le chapitre suivant à estimer la dispersion en énergie et en angle venant de chaque contribution, afin de voir s'il elle est cohérente avec la dispersion expérimentale.

Cependant, nous avons pu étalonner les télescopes de CORSET à l'aide des calculs dans le centre de masse, et vérifier la cohérence des temps de vol détecteur par détecteur, dans le référentiel du laboratoire. On peut à présent observer l'ensemble des événements afin d'en extraire les différentes composantes, liées aux différentes réactions qui peuvent avoir lieu au cours du bombardement. Le spectre bidimensionnel de la figure I.14 représente l'énergie cinétique totale des deux fragments détectés en fonction de la masse du fragment détecté dans le bras 1. Comme il y a à présent tous les événements, et plus seulement les pics de diffusion élastique, ce spectre représente en fait la distribution d'énergie cinétique en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission.

On peut identifier sur ce spectre, les pics élastiques, qui sont les événements les plus nombreux, et que l'on retrouve pour des masses du fragment 1 correspondant à celle de la cible et celle du projectile.

On peut également identifier les traînes de ces pics élastiques, correspondant à des fragments de moins grande énergie, et dont les masses sont légèrement différentes de celles de la cible ou du projectile, témoignant d'un transfert de nucléons lors de la collision. Ces traînes sont



attribuées aux réaction profondément inélastiques, pour lesquels la dissipation est d'autant plus forte que les transferts de masses sont importants.

Les événements un peu plus au centre du spectre bidimensionnel, beaucoup moins nombreux, correspondent pour la plupart à des événements de quasi-fission, pour lesquels les deux noyaux ont été assez ralentis lors de la collision pour que le potentiel d'interaction ait le temps de se modifier, et que les fragments bénéficient d'un gain d'énergie cinétique due à la répulsion coulombienne.

On s'attend à trouver les événements de fusion-fission dans la région très symétrique en masse, autour de 151 *uma* pour les deux fragments. Le spectre montre bien que ces événements sont les moins nombreux, et qu'ils sont dans les traînes des événements de quasi-fission amortie, donc très difficiles à identifier.

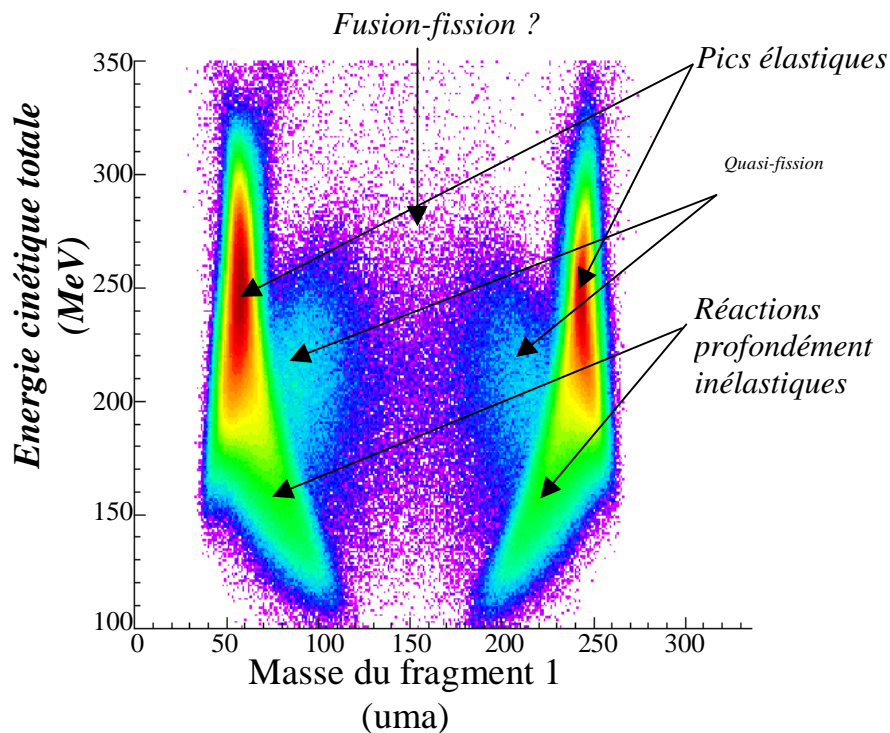


Figure 1.14 : Spectre bidimensionnel corrélant l'énergie cinétique totale des fragments et la masse du fragment détecté dans le bras 1 de CORSET.

## IV. Calculs de dispersion :

Nous avons vu précédemment que les dispersions en angle et en énergie étaient relativement élevées puisque les simulations qui n'en tiennent pas compte reproduisent mal les distributions expérimentales. Nous allons donc estimer ces dispersions et les comparer à des calculs théoriques afin de vérifier si elles sont cohérentes. Cette étude permet ainsi d'estimer l'élargissement en énergie et en angle des événements de diffusion élastique, mais aussi de vérifier la cohérence entre nos calculs et les données expérimentales.

- **Etude de la dispersion angulaire :**

La dispersion angulaire peut expliquer l'étalement des distributions des spectres en position présentés sur les histogrammes. On peut estimer la dispersion expérimentale en position et en déduire la dispersion angulaire subie par les noyaux en sélectionnant une position, donc un angle d'émission précis sur l'un des bras de détection, et en mesurant la largeur de la distribution couverte sur l'autre bras de détection. C'est ce que nous avons fait pour les différentes énergies des pics élastiques sélectionnés dans les différents détecteurs *stop*, comme le montre la figure I.15.

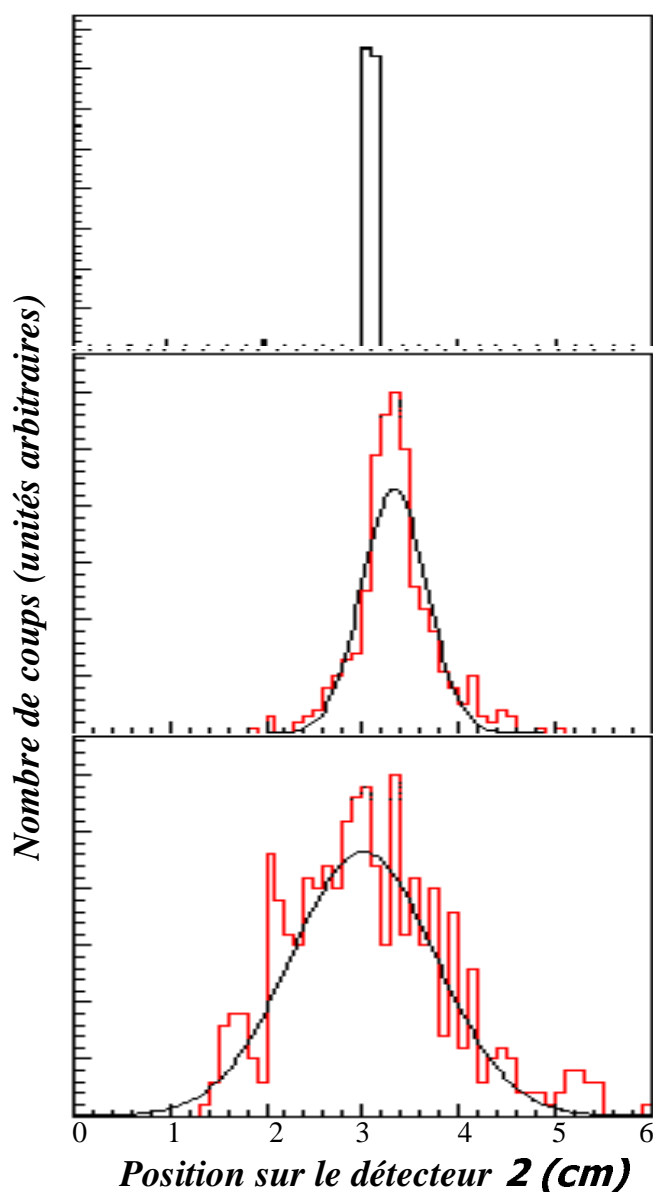
La position des noyaux sur l'un des bras de CORSET est prise dans un contour très étroit, de déviation standard  $\sigma=0.2$  cm, soit une déviation angulaire de  $\sigma=0.59^\circ$ . Les noyaux sont sélectionnés dans l'un des pics élastiques afin de connaître, suivant le détecteur dans lequel on fait ce contour étroit, l'énergie de la cible et celle du projectile.

On obtient alors les déviations expérimentales. Cependant, cette méthode met en évidence la déviation angulaire à la fois du noyau sélectionné dans le contour qui a subi une déviation avant sa détection dans le bras 1 de CORSET, mais aussi celle du noyau correspondant dans l'autre bras. Les spectres obtenus correspondent à la somme quadratique de la déviation de la cible et de celle du projectile.

$$\sigma^2 = \sigma_{Fe}^2(E_{Fe}) + \sigma_{Pu}^2(E_{Pu}) + \sigma_{Cont.initial}^2$$

Cette formule nous permettra de comparer les données expérimentales aux résultats théoriques, pour lesquels nous avons la dispersion d'un seul noyau due à la traversée des différents matériaux.

Figure I.15 : Spectres en position



*Contour initial :*

*Déviati on :  $\sigma=0.2\text{cm}$  soit  $0.59^\circ$*

*On place ce contour dans le détecteur 1, en sélection le pic élastique du fer :*

*L'énergie du Fe dans ce contour est de 190 MeV, l'énergie du Pu de 80 MeV*

*Déviati on standard  $\sigma=0.33\text{ cm}$  soit  $1.98^\circ$*

*On place ce contour dans le détecteur 1, en sélection le pic élastique du plutonium :*

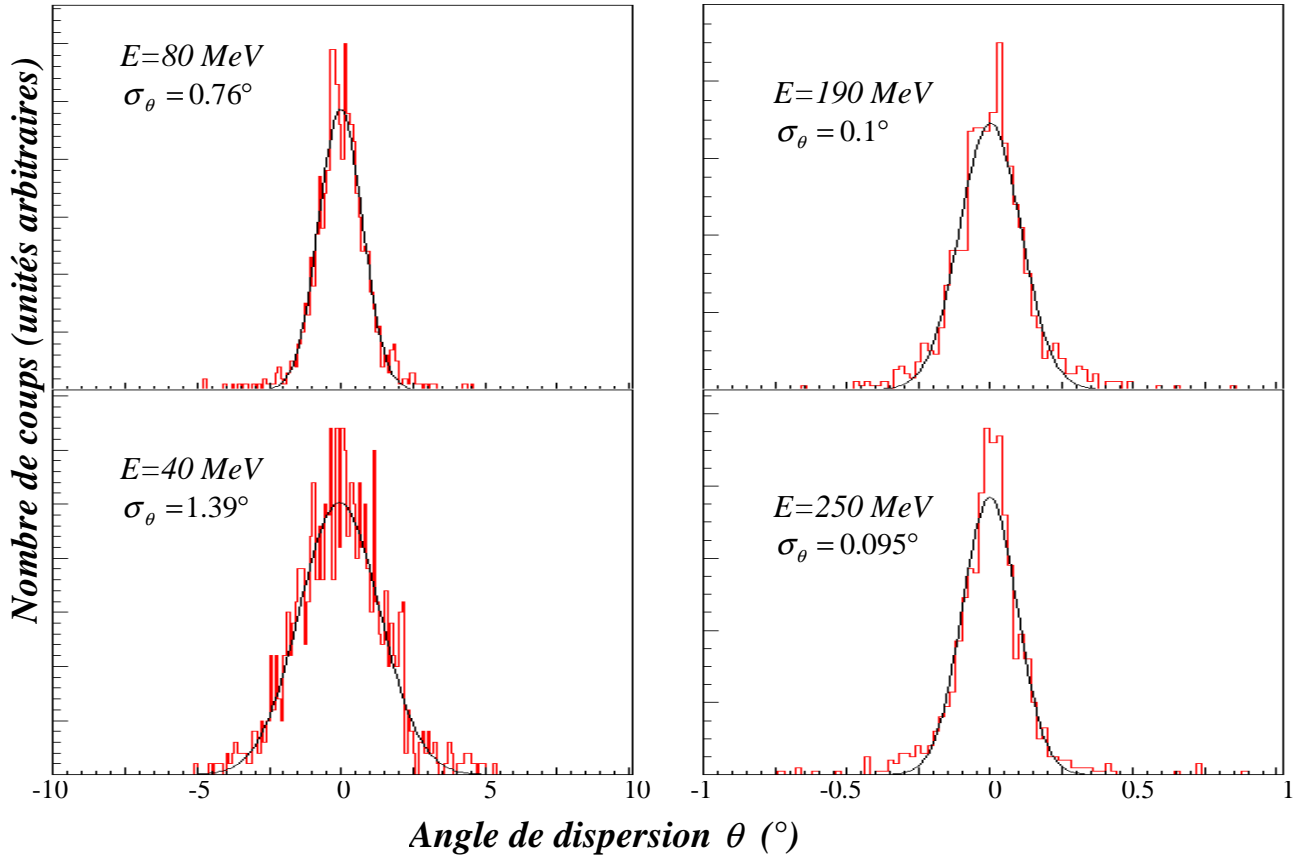
*L'énergie du Pu dans ce contour est de 40 MeV, l'énergie du Fe de 250 MeV*

*Déviati on standard  $\sigma=0.75\text{ cm}$  soit  $4.50^\circ$*

L'estimation théorique de l'importance de la dispersion angulaire des fragments dans les milieux traversés (cible et détecteurs *start*) est réalisée à l'aide d'un calcul Monte-Carlo pour les deux noyaux aux différentes énergies correspondant aux angles de détection pour lesquels on a placé les contours précédents. Nous avons adapté le code Monte-Carlo de J.M. Casandjian [Cas96] pour la traversée de grandes épaisseurs de matériau en tenant compte des pertes d'énergie dans ces matériaux. Cette dispersion sera d'autant plus importante pour les noyaux de plutonium, lourds et peu énergétiques.

Figure 16 : dispersion angulaire du  $^{244}\text{Pu}$

dispersion angulaire du  $^{58}\text{Fe}$



Les comparaisons de dispersion angulaire sont présentées dans le tableau I.4 :

Dispersions expérimentales	<b>1.98°</b>	<b>4.50°</b>
Dispersions théoriques	<b>0.94°</b>	<b>1.51°</b>
Energie du Fe	190 MeV	250 MeV
Pu	80 MeV	40 MeV

Tableau I.4 : Dispersions angulaires théorique et expérimentale pour les événements de diffusion élastique dans deux couples de détecteurs différents. L'un concerne les noyaux de fer à 190 MeV et de plutonium à 80 MeV et l'autre les noyaux de fer à 250 MeV et de plutonium à 40 MeV dans le laboratoire

Là encore, on peut remarquer que les déviations théoriques sont moins importantes que les déviations expérimentales. Cependant, la tendance est respectée: les distributions angulaires s'élargissent lorsque les noyaux deviennent lourds et lents.

- **Etude de la dispersion en énergie :**

La dispersion en énergie qui est observée dans les données expérimentales au cours des réactions de diffusion élastique est présentée sur le tableau I.6.

Les distributions dans le centre de masse sont obtenues à partir des deux temps de vol des fragments mesurés dans le laboratoire, qui ont chacun leur incertitude. Lorsqu'on se ramène au référentiel du centre de masse, les incertitudes de chacun des deux noyaux s'ajoutent quadratiquement, puisque ces deux incertitudes sont indépendantes, et les distributions en énergie s'élargissent. Pour avoir une idée des incertitudes de mesure sur l'énergie, on ne s'intéresse donc qu'aux distributions dans le référentiel du laboratoire.

L'élargissement des spectres en énergie a plusieurs origines, et nous allons essayer de prendre en compte chacun des effets possibles :

### 1. La dimension des détecteurs :

Les détecteurs couvrent plusieurs angles correspondant à plusieurs énergies. On cherche à estimer cette dispersion due uniquement à la grande acceptance angulaire des détecteurs stops en la calculant avec le même programme de simulation utilisé précédemment dans les calculs de cinématique, auquel on a rajouté le calcul des variances.

### 2. La dispersion de l'énergie du faisceau :

L'incertitude relative sur l'énergie du faisceau est de 2%, ce qui entraîne une incertitude en énergie des fragments de fission du même ordre.

### 3. La dispersion dans les différents matériaux :

L'étalement en énergie des fragments dû à la traversée des matériaux est relativement faible par rapport à l'incertitude sur l'énergie du faisceau. Ces variances sont calculées avec la formule de Lindhard-Soerensen, par le code de calcul ATIMA [Lin96].

Les résultats de ces calculs sont donnés dans les tableaux I.5 et I.7. Le tableau I.5 donne une idée de l'effet des différentes sources de dispersion en énergie, alors que le tableau I.7 donne les variances totales, que l'on peut directement comparer aux dispersions expérimentales.

Variance due	$\sigma_{\text{Energie.Fe}} \text{ (MeV)}$ det 1 et 2	$\sigma_{\text{Energie.Pu}} \text{ (MeV)}$ det 1 et 2	$\sigma_{\text{Energie.Fe}} \text{ (MeV)}$ det 3 et 4	$\sigma_{\text{Energie.Pu}} \text{ (MeV)}$ det 3 et 4
à la dimension des détecteurs	9.4	2.2	2.3	10.5
à l'incertitude sur l'énergie du faisceau	4.7	0.4	5.4	1.7
à la traversée des matériaux	0.1	0.04	0.1	0.06

*Tableau I.5 : variances sur l'énergie du pic élastique sélectionné dans les différents détecteurs dues aux différentes origines de dispersion.*

Tableau I.6: Variance des distributions expérimentales pour la diffusion élastique:

$\sigma_{Energie.Fe}$ (MeV)	$\sigma_{Energie.Pu}$ (MeV)	Dans le det	$\sigma_{Energie.Fe}$ (MeV)	$\sigma_{Energie.Pu}$ (MeV)	Dans le det correspondant :
19.7	5.2	1	19.2	10.3	6
19.5	5.9	2	17.3	10.3	5
17.1	9.7	3	18.3	4.3	8
19.7	10.1	4	19.2	4.3	7

Tableau I.7 : Variance théorique totale des distributions pour la diffusion élastique dans le laboratoire :

$\sigma_{Energie.Fe}$ (MeV)	$\sigma_{Energie.Pu}$ (MeV)	Dans le det	$\sigma_{Energie.Fe}$ (MeV)	$\sigma_{Energie.Pu}$ (MeV)	Dans le det correspondant :
10.53	2.2	1	6.08	9.64	6
10.57	2.2	2	6.08	9.66	5
6.00	10.63	3	11.55	2.37	8
6.00	10.63	4	11.52	2.37	7

Lorsqu'on compare ces dispersions calculées avec celles mesurées expérimentalement, on se rend compte que l'étalement des spectres expérimentaux devrait être moins important. On peut expliquer de telles différences avec les données expérimentales par le fait que la sélection des réactions de diffusion élastique est polluée par des composantes de diffusion inélastique et de transfert.

Pour vérifier cette hypothèse, nous allons analyser les événements contenus dans les pics élastiques sélectionnés, afin de distinguer d'autres réactions.

- **Distinction entre diffusions élastiques et transferts :**

Les contours des pics élastiques que nous avons tracé par couple de détecteurs (voir chapitre I.II) sont relativement larges. Nous allons voir qu'ils contiennent des événements d'origines différentes. On s'intéresse aux événements élastiques pour lesquels le fer est détecté dans le détecteur *stop1* (bras1), et le plutonium dans le détecteur *stop6* (bras2) de CORSET, ces événements sont entourés d'une ellipse sur la figure I.17. On se rend compte que le contour du pic élastique est plus large pour les temps de vol du plutonium que pour ceux du fer. Ceci est dû au fait que le noyau de plutonium a une énergie relativement faible, son temps de vol est donc très sensible aux variations d'énergie. On a par ailleurs mesuré (tableau 4) que la déviation standard en énergie du plutonium contenu dans le contour du pic élastique était moins importante que celle du fer. On va donc s'intéresser à la largeur en temps de vol des noyaux de fer du pic sélectionné par l'ellipse. A l'intérieur de ce pic élastique, on crée deux contours distincts, séparant les noyaux de fer rapides des noyaux de fer lents. Pour les événements de chacun de ces contours, on trace le spectre en énergie cinétique et la distribution en masse du noyau de Fer (figure I.18).

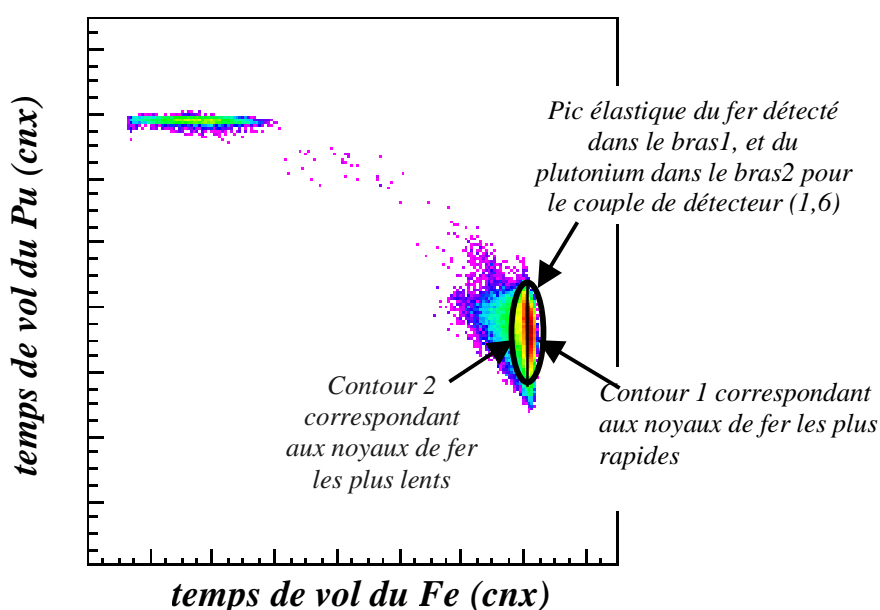


Figure I.17 : spectre en temps de vol des événements détectés par le couple de détecteurs 1,6. Le contour épais représente la sélection des événements de diffusion élastique, et le trait fin, la séparation des deux contours dont on veut comparer les événements.

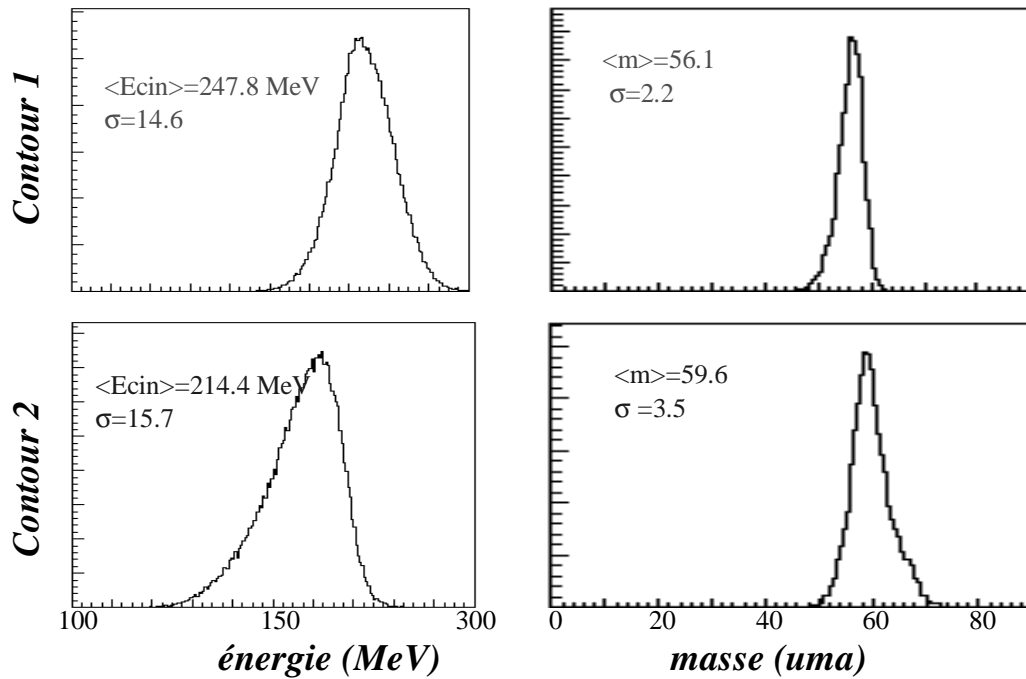


Figure 1.18 : spectres en énergie cinétique totale, et en masse des événements du contour 1 en haut, et du contour 2 en bas.

Nous nous sommes donc intéressés aux noyaux de Fer du pic élastique contenu dans les deux contours. On se rend compte que l'énergie cinétique des noyaux est diminuée de plus de 30 MeV en moyenne lorsqu'on passe du contour 1 au contour 2, ce à quoi l'on s'attendait puisque les deux contours séparent les noyaux de Fer rapide (de temps de vol courts) et les noyaux de Fer lents (de temps de vol longs). Cependant, la masse moyenne des noyaux des deux contours varie également de plus de 3 unités de masse atomique. Nous constatons de plus que les distributions en énergie et en masse sont différentes. Les spectres des noyaux de Fer les plus lents présentent en effet une traine importante vers les basses énergies et les grandes masses, qui n'existe pas sur les spectres du contour 1. Enfin, le calcul de la variance de ces distributions montrent une augmentation de la dispersion pour les noyaux du contour 2.

Les événements se trouvant dans le contour du pic élastique ont donc des caractéristiques très différentes en énergie cinétique et en masse des produits détectés, selon qu'ils sont dans le contour 1 ou 2. La différence entre les deux contours sur le spectre en temps de vol est pourtant de quelques nanosecondes. Le contour du pic élastique contient un mélange d'événements de diffusion élastique et de transferts, qu'il est très difficile d'éliminer de la sélection. Ce mélange explique que les énergies cinétiques totales sont plus faibles que celles des diffusions élastiques, mais aussi que les variances en masses et en énergie cinétique des noyaux sont plus importantes que les prévisions théoriques.





## Chapitre II : Calibration du Détecteur DEMON

### Introduction :

Une fois calibrées les données issues des détecteurs CORSET, on connaît alors toutes les caractéristiques recherchées des fragments de fission, c'est à dire leur angle de diffusion, leur masse et leur vitesse. Ces valeurs connues, on s'intéresse à présent au traitement des neutrons de chaque événement. En effet, l'énergie de bombardement du faisceau (de 324 MeV) conduit à la formation d'un système composé avec une énergie d'excitation de l'ordre de 40 MeV qui peut se désexciter partiellement par émission de neutrons avant de fissionner ou de se re-séparer en quasi-fission. Les fragments de fusion comme de quasi-fission sont excités car ils ont une partie de l'énergie d'excitation du noyau composé, augmentée de l'énergie libérée lors de la réaction de fission qui est exothermique. Par exemple pour la fission du noyau composé en deux fragments identiques, l'énergie libérée est de 360 MeV (selon la table des masses de Möller et Nix [Möl95]), dont en moyenne 200 MeV se retrouvent sous forme d'énergie cinétique et 160 MeV sous forme d'énergie d'excitation qui conduit à l'évaporation de neutrons, de particules chargées et de rayons  $\gamma$ .

Les neutrons sont émis statistiquement suivant une distribution en énergie Maxwellienne dépendant de la température du noyau source. Ils nous apportent des informations sur l'énergie d'excitation des noyaux, et leur température. Ils sont détectés à l'aide de 41 détecteurs modulaires DEMON, placés autour de la chambre de réaction. Leur disposition permet notamment de mesurer la distribution angulaire des neutrons émis. Les modules DEMON mesurent l'énergie des neutrons par temps de vol et suivant la position du détecteur qui a déclenché, on connaît l'angle d'émission du neutron.

Ce chapitre est consacré à la présentation des détecteurs DEMON [Mou95], aux calibrations en temps de vol et aux corrections sur l'efficacité géométrique et intrinsèque de ces détecteurs.

# I. Dispositif expérimental :

- Montage DEMON :

La figure II.1 ci-dessous, montre la géométrie du montage des détecteurs de neutrons. Pour la clarté du dessin, tous les modules ne sont pas représentés. Les 41 modules DEMON sont placés en configuration cylindrique autour de la cible et des détecteurs CORSET, et sont orientés vers la cible.

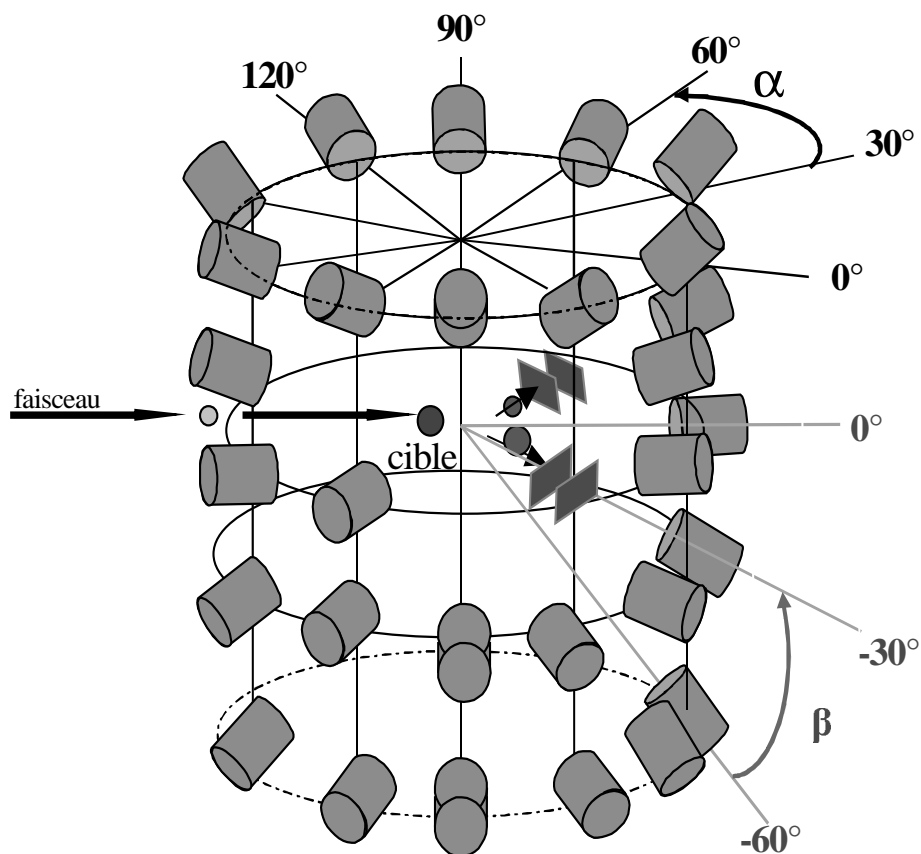


Figure II.1 : schéma du montage des 41 détecteurs DEMON.

Les neutrons étant des particules neutres n'interagissent pas de façon électromagnétique dans les détecteurs, mais par diffusion et réactions sur les noyaux atomiques. Ces réactions nucléaires neutron-noyau communiquent une partie de l'énergie du neutron à une particule chargée. Les détecteurs de neutrons sont composés d'éléments favorisant de telles réactions, comme notamment l'hydrogène dont la section efficace de réaction avec un neutron est autour de 10 barns.

Chaque module DEMON est ainsi composé d'un scintillateur liquide organique NE213, contenant principalement du carbone et de l'hydrogène avec un rapport de nombre d'atomes d'hydrogène sur le nombre d'atomes de carbone de 1,213. Le signal lumineux créé dans ce liquide est transformé par un photomultiplicateur en signal électrique, qui est ensuite mis en forme dans une embase pour l'acquisition (cf. figure II.2).

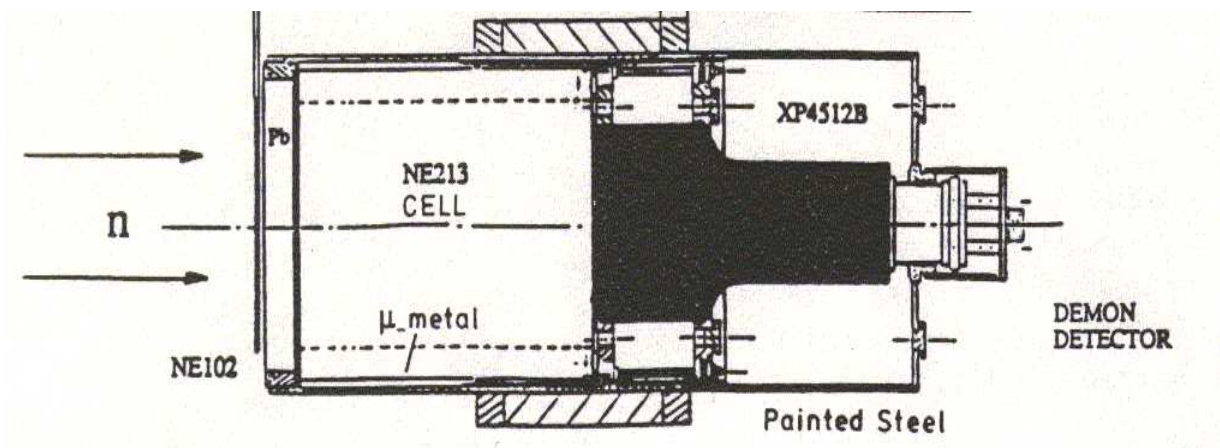


Figure II.2 : schéma d'un module DEMON

Les particules chargées, diffusées ou émises lors des interactions des neutrons sur les noyaux du liquide scintillant, ionisent et excitent les molécules du milieu qui se dés excitent par voie radiative, processus appelé la fluorescence.

Les niveaux excités lors de la fluorescence sont en majorité des niveaux de spin 0 qui se dés excitent rapidement (en quelques ns). Mais lorsque la densité d'ionisation est grande, les interactions entre molécules excitées ou ionisées peuplent les niveaux d'excitation de spin 1 qui se dés excitent alors plus lentement (en quelques centaines de ns). Ce dernier phénomène appelé fluorescence retardée est d'autant plus important que la particule est ionisante.

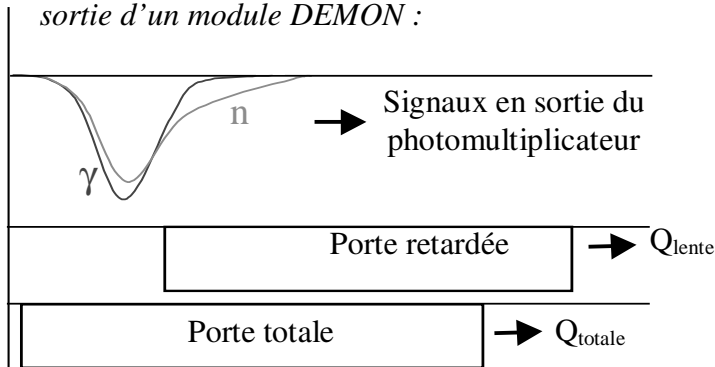
### • Discrimination neutron- $\gamma$ :

Le phénomène de fluorescence retardée est utilisé dans les détecteurs DEMON pour discriminer les neutrons des  $\gamma$ . En effet, l'interaction des neutrons dans le scintillateur conduit à la diffusion de particules très ionisantes : protons, particules  $\alpha$ ... (tableau II.1), alors que les  $\gamma$  réagissent surtout avec les électrons du milieu, faiblement ionisants. Le signal récolté aura donc une contribution plus forte de la composante lente pour un neutron que pour une particule  $\gamma$ . On peut ainsi, en analysant la forme du signal différencier les neutrons des  $\gamma$ . La figure II.3 explique comment se fait cette analyse de forme. Le signal en sortie des photomultiplicateurs est collecté au moyen de deux portes intégratrices, l'une intégrant la charge totale et l'autre, s'ouvrant avec un retard sur le déclenchement du détecteur, intégrant essentiellement la partie lente des charges.

Tableau II.1 : Réactions les plus probables des neutrons dans la scintillateur NE213 :

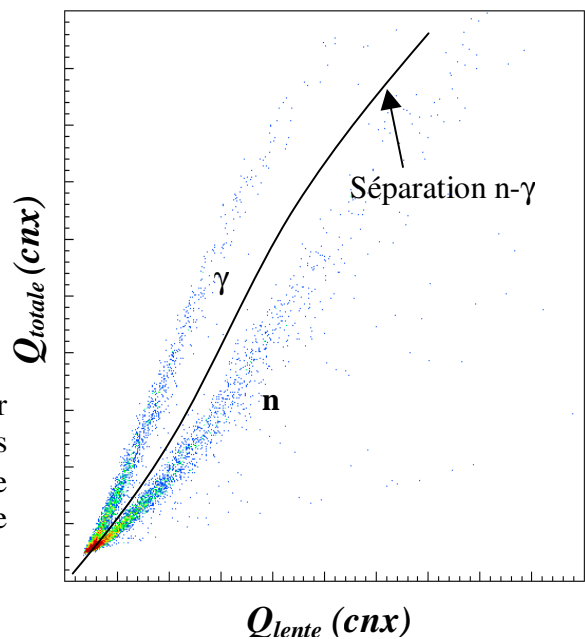
Diffusions élastiques	$n + p \rightarrow n + p$	Diffusions inélastiques	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n' + {}^{12}\text{C} + \gamma$
	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n' + {}^{12}\text{C}$		$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$
			$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n' + 3\alpha$
			$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n' + {}^{11}\text{B} + p$
			$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + p$
			$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow 2n + {}^{11}\text{C}$

Figure II.3 : analyse en forme du signal de sortie d'un module DEMON :



Le spectre bidimensionnel de la charge totale par rapport à la charge lente (cf. figure II.4), permet alors d'isoler les neutrons des  $\gamma$  puisque pour une même charge totale collectée, la contribution de charge lente est plus importante pour les neutrons.

Figure II.4 : spectre bidimensionnel du signal  $Q_{totale}$  en fonction de  $Q_{lente}$



On détermine ainsi pour chaque module DEMON la courbe de séparation entre les neutrons et les  $\gamma$  et un polynôme de degrés 2 est ajusté sur cette courbe. Ainsi, la condition d'identification des neutrons est donnée par la relation :

$$Q_{totale} \leq a_0 + a_1.Q_{lente} + a_2.Q_{lente}^2 \quad (1)$$

La figure II.5 montre dans la première colonne le spectre bidimensionnel de la charge totale en fonction de la charge lente ainsi que la courbe de séparation utilisée pour sélectionner les neutrons et dans la deuxième colonne le temps de vol des particules correspondantes. La première ligne montre ces spectres sans conditions, la seconde ligne utilise la condition (1), et la troisième correspond aux spectres complémentaires à cette condition.

On observe bien la disparition du pic  $\gamma$  avec la condition (1), autrement dit, cette condition élimine les particules  $\gamma$  de la sélection ; par contre, on se rend compte que les spectres complémentaires contiennent également une forte contribution n'ayant pas le temps de vol d'un  $\gamma$ . Cette contribution correspond principalement à des neutrons ayant interagi dans la réaction  $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n' + {}^{12}\text{C} + \gamma$ , produisant un  $\gamma$  dont le signal dans le scintillateur ne sera pas interprété comme un neutron. Ces neutrons sont rejetés de l'analyse. Pour les faibles charges intégrées dans la porte « totale », on constate que les deux composantes des spectres bidimensionnels se mélangent, rendant difficile leur séparation. Par la suite, nous nous affranchirons de cette difficulté à l'aide d'une condition sur le seuil en charge totale. Nous verrons plus loin également pourquoi le spectre en temps de vol des particules  $\gamma$  contient deux pics distincts.

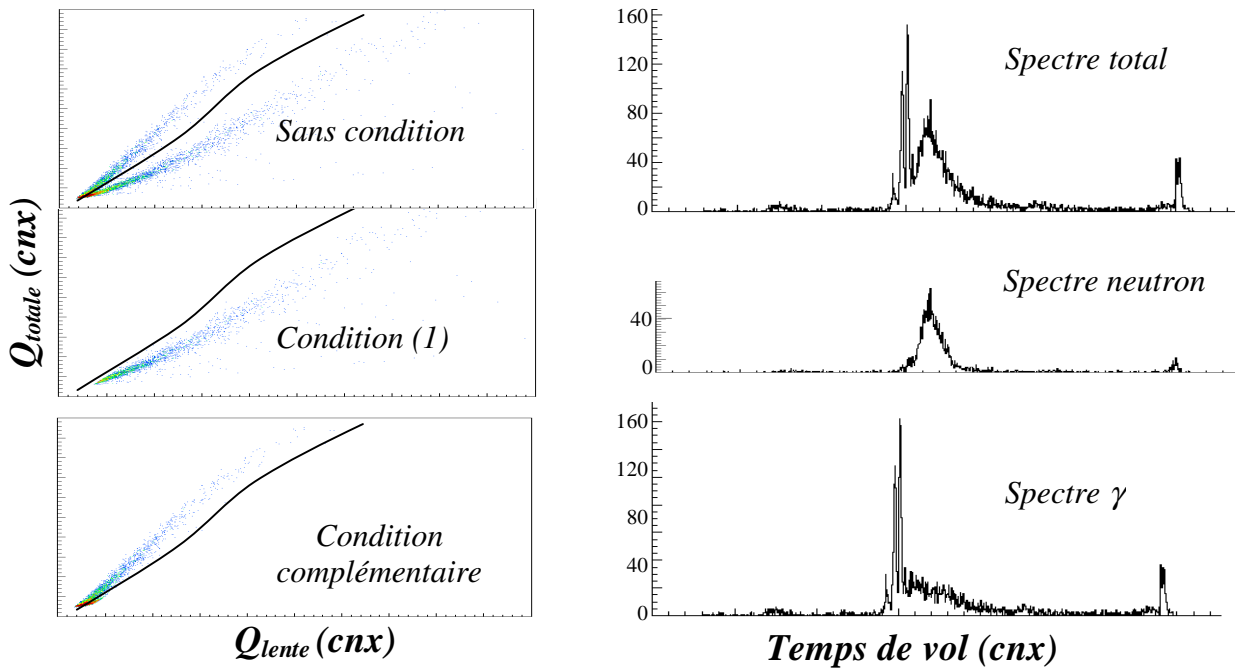


Figure II.5 : Méthode de sélection des neutrons. La première colonne montre la condition utilisée pour discriminer les neutrons des  $\gamma$  sur le spectre bidimensionnel des charges totale versus lente, et la deuxième colonne le temps de vol des particules correspondantes. Les temps de vol sont en canaux, bien qu'inversés par rapport à l'acquisition afin d'obtenir des temps proportionnels aux temps de vol réels des particules.

## II. Etalonnage en temps de vol :

### • Le temps de vol DEMON :

Le signal de temps de vol  $t_{dvD}$  d'un module DEMON est inversé dans l'acquisition (cf. schéma électronique annexe 1). Nous présentons sur la figure II.6 le spectre en temps de vol  $t_{Demon} = -t_{dvD}$ , non calibré mais proportionnel au temps de vol réel des particules.

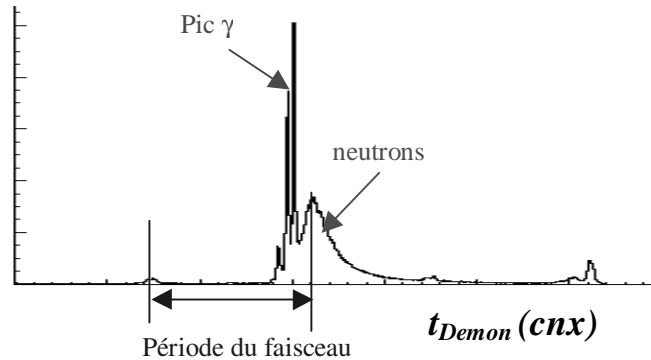


Figure II.6 : Spectre en temps de vol brut d'un module DEMON. On y distingue le pic très étroit des temps de vol des photons  $\gamma$ , celui plus large des neutrons ainsi qu'un motif qui se répète à chaque période du faisceau.

Nous observons que ce spectre est constitué de plusieurs pics en temps de vol distants les uns des autres de la période du faisceau. Les neutrons peuvent en effet être détectés en coïncidence avec l'événement qui les a générés, mais ils peuvent également, si la collision dont ils sont issus n'est pas détectée, être associés à une autre collision. C'est ce que l'on appelle une coïncidence fortuite. Le faisceau n'est pas continu mais il envoie les projectiles par paquets pendant quelques nanosecondes, espacés de 150 ns les uns des autres. Si la collision à laquelle un neutron est associé vient d'un autre paquet de faisceau, le temps de vol apparent sera décalé de plus ou moins 150 ns (cf. figure II.7).

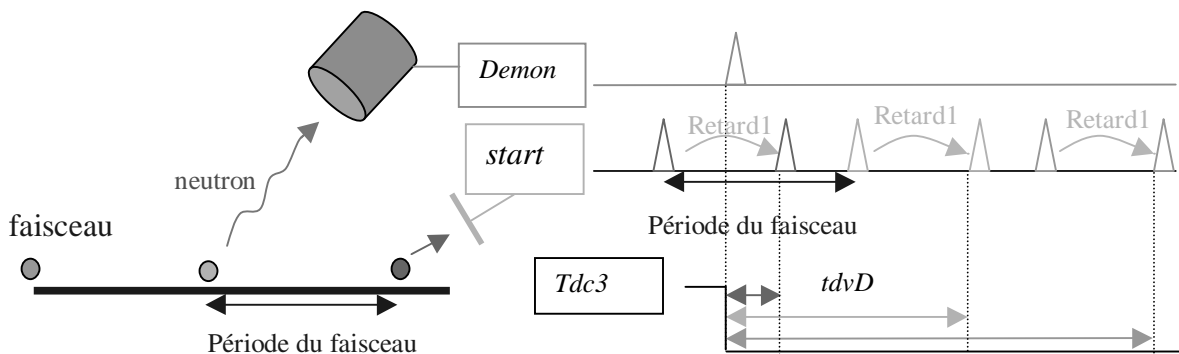


Figure II.7 : formation du signal de temps de vol DEMON,  $t_{dvD}$ , dans l'acquisition.

Afin d'éliminer ces coïncidences fortuites, on sélectionne les neutrons en coïncidence avec une réaction provenant du même paquet de projectile, à l'aide d'une condition sur leur temps de vol : les paquets de projectiles étant séparés de 150 ns, nous sélectionnons les neutrons dont le temps de vol est compris dans une fenêtre de 150 ns autour du pic  $\gamma$ .

Parmi ces neutrons, le taux de coïncidences fortuites peut être déduit du nombre de neutrons ayant des temps de vol décalés puisque les coïncidences fortuites d'un neutron avec une collision venant du même paquet sont aussi nombreuses que celles d'un neutron avec une collision d'un autre paquet. Ce taux, de 2% nous paraît négligeable, d'autant plus qu'une grande partie des neutrons fortuits sont des neutrons détectés en coïncidence avec une réaction de diffusion élastique, qui sont les réactions les plus nombreuses mais auxquelles nous ne nous intéressons pas dans ce travail.

Il faut à présent calibrer cette mesure de temps de vol. Cependant, avant cela, nous devons corriger le temps mesuré par l'acquisition puisqu'il dépend de la vitesse du fragment de fission ayant déclenché le détecteur *start*. En effet, le signal *tdvD* (temps de vol DEMON) mesuré par l'acquisition est formé dans le TDC3, qui compte le temps entre le déclenchement du détecteur DEMON, et le premier *start* retardé, déclenché par le passage d'un fragment dans CORSET (cf. figure II.8).

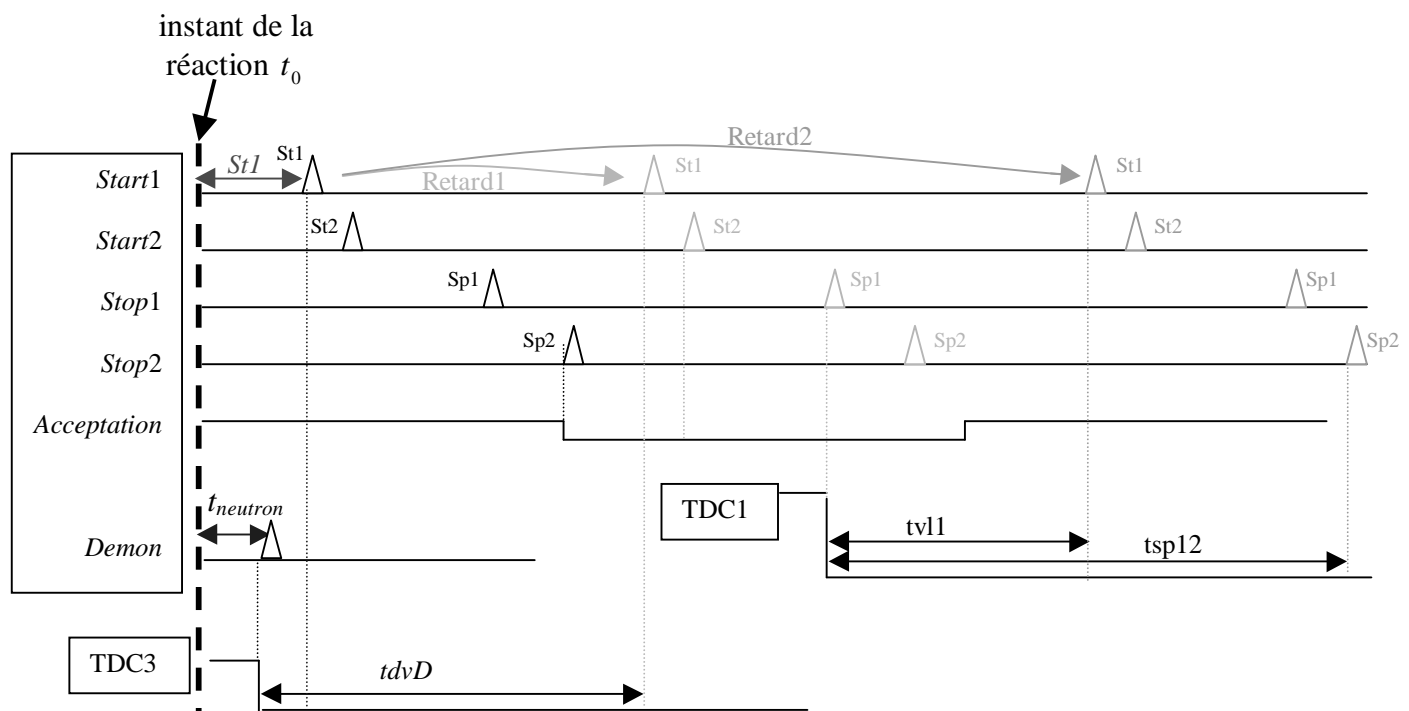


Figure II.8 : Chronogramme de l'acquisition du temps de vol DEMON. Le premier (ou le seul) des deux signaux *start*, validé par la porte d'acceptation, déclenche le stop du temps de vol DEMON. Ce temps de vol dépend ainsi du temps d'arrivée du noyau dans le détecteur *start*.



Pour rendre le temps  $tdvD$  indépendant de la vitesse du noyau ayant déclenché le *stop* du TDC3, il faut le corriger du temps  $St1$  ou  $St2$ , afin de le rendre proportionnel au temps de vol réel,  $t_{neutron}$  entre le moment de la réaction et le déclenchement du scintillateur. La relation qui existe entre le temps de vol DEMON mesuré par l'acquisition et le temps  $t_{neutron}$  recherché, est alors donnée par :

$$tdvD \propto (st12 + Retard1 - t_{neutron}) \quad (2)$$

Nous avons séparé dans deux fichiers différents les données pour lesquelles seul le *start1* ou seul le *start2* a déclenché. Pour ces événements-là, la relation (2) n'est pas ambiguë puisque le temps  $st12$  est toujours soit  $st1$ , soit  $st2$ . Par contre, pour les données contenant les deux *starts* dans chaque événement, on doit connaître lequel des deux noyaux est responsable du *stop* du TDC3. On utilise donc un autre paramètre,  $tsp12$ , mesuré par le TDC1, qui correspond à la différence ( $sp2 - sp1$ ) des temps d'arrivée du noyau 2 par rapport au noyau 1. Ce paramètre permet de connaître le noyau le plus rapide, c'est à dire celui déclenchant le signal *start* responsable du temps de vol DEMON.

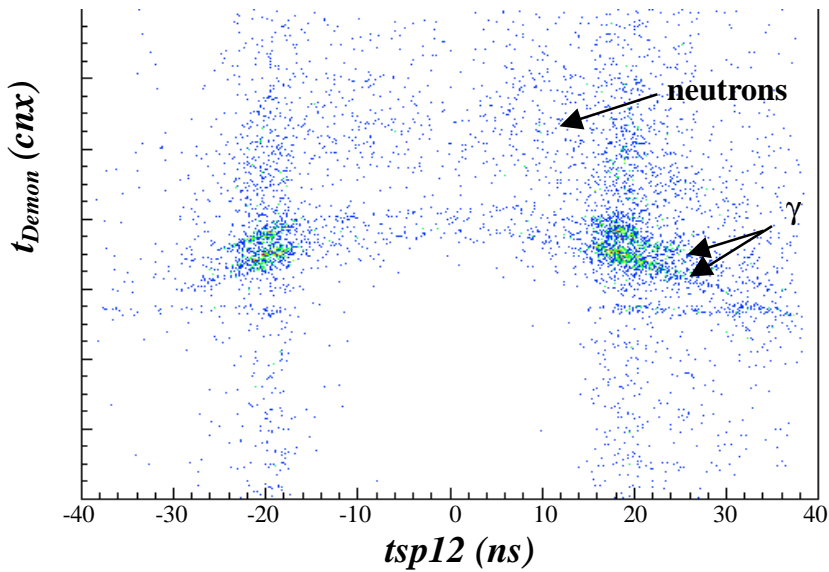


Figure II.9 : Corrélation entre le temps de vol  $t_{DEMON}$  et le paramètre  $tsp12$ , dépendant du temps de vol des noyaux.

La figure II.9 présente le temps  $t_{Demon}$ , inversé par rapport au temps de vol brut de l'acquisition en fonction du paramètre  $tsp12$ , qui est calibré en nanosecondes. Les particules  $\gamma$  allant à la vitesse de la lumière, leurs temps de vol sont très courts. Les neutrons quant à eux se situent au dessus des  $\gamma$ , avec des temps de vol plus longs.

On considère dans un premier temps la répartition des rayons  $\gamma$  sur ce spectre. Une partie de ces  $\gamma$  vient des réactions d'excitation des ions du faisceau sur les matériaux qu'ils traversent. On se rend compte que le temps de vol de ceux-ci est corrélé au paramètre  $tsp12$ , ce à quoi on s'attendait, puisque le *start* d'un des noyaux est responsable du *stop* de la mesure du temps de vol. Mais on s'aperçoit aussi qu'il y a deux courbes de temps de vol très court associées au pic  $\gamma$  l'une en dessous de l'autre et toutes deux corrélées au paramètre  $tsp12$  (cf flèches «  $\gamma$  »).

Nous allons dans un premier temps exposer la méthode de correction de la prise de temps DEMON, ainsi que sa calibration, puis expliquer l'origine de ce dédoublement du pic  $\gamma$ .

Afin de connaître, événement par événement, le noyau responsable de la prise de temps DEMON dans le TDC3, on utilise le fait que lorsque le paramètre  $tsp12$  est positif, le noyau arrivé dans le bras 1 de CORSET, alors le plus rapide, est responsable du déclenchement du TAC DEMON. On corrige donc le temps de vol DEMON du temps ( $st1 + Retard1$ ) selon la relation (2). A l'inverse, lorsque le paramètre  $tsp12$  est négatif, on corrige le temps de vol du temps ( $st2 + Retard1$ ). On doit alors obtenir un temps de vol proportionnel au temps  $t_{neutron}$ , c'est à dire indépendant du paramètre  $tsp12$ . La figure II.10 montre que ce n'est pas le cas.

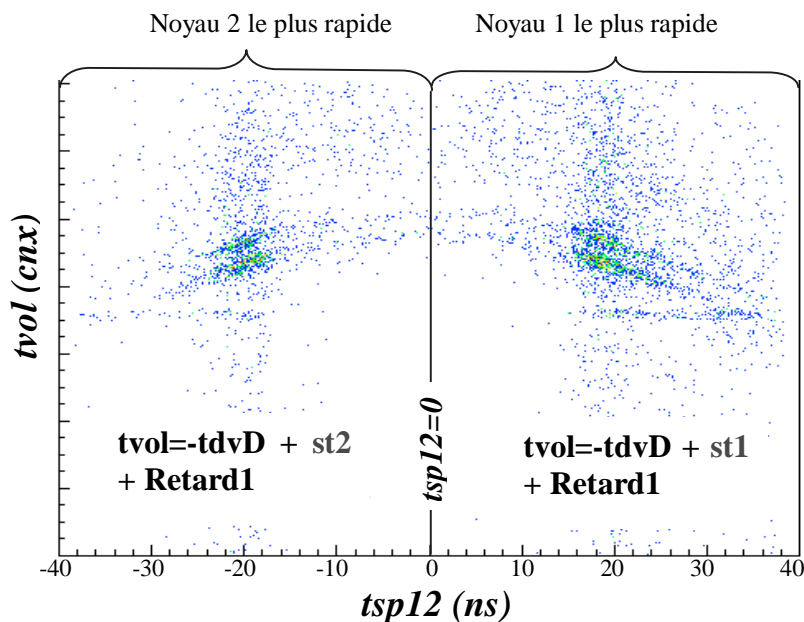


Figure II.10 : Correction du temps  $tdvD$  en fonction du signe du paramètre  $tsp12$ .

On constate que la dépendance par rapport au paramètre  $tsp12$  existe encore en particulier lorsque la différence de temps d'arrivée des deux noyaux est très grande, c'est à dire lorsque l'un des noyaux devient très rapide par rapport à l'autre. On retrouve en fait le même problème que pour les temps de vol CORSET : Lorsque l'un des noyaux devient très rapide par rapport à l'autre, la porte d'acceptation arrive après le signal ( $st1$  ou  $st2$ ) du noyau rapide et la prise de temps DEMON est faussée. La figure II.11 illustre le cas où le noyau rapide est dans le bras 1 de CORSET.

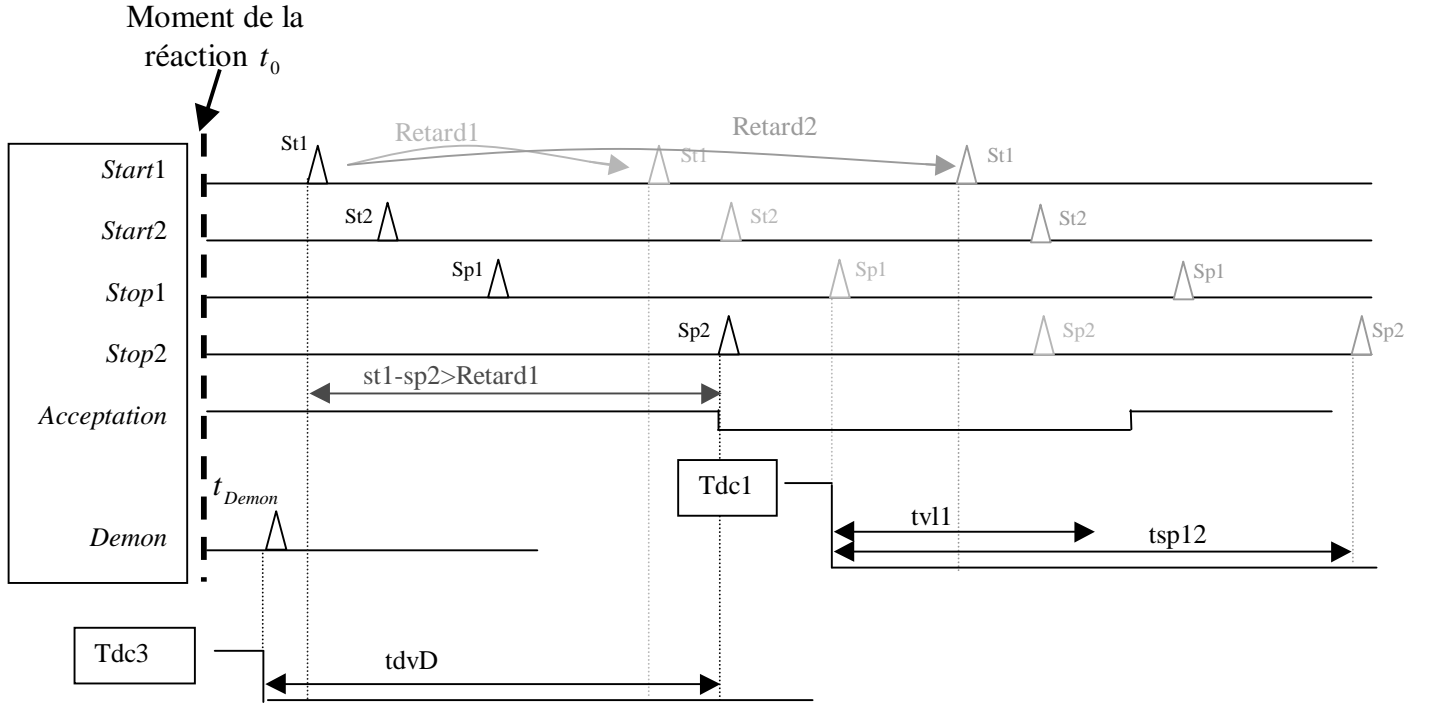


Figure II.11 : Chronogramme des signaux de temps de vol pour les neutrons dans le cas d'une mauvaise prise de temps de vol.

On se rend compte dans ce cas particulier que lorsque le signal  $Sp2$  arrive après le signal  $St1$  retardé, déclenchant dans le module de coïncidence la porte d'acceptation, alors le TDC3 est stoppé par l'ouverture de la porte et non par le signal  $St1$  retardé. La correction effectuée plus haut n'est plus valable, et la relation qui existe alors entre le temps  $t_{Demon}$  et le temps  $tdvD$  devient :

$$tdvD \propto (sp12 - t_{Demon}) \quad (3)$$

On corrige donc une nouvelle fois le temps de vol pour les cas où le signal  $Sp$  (1 ou 2) du noyau le plus lent arrive avec un retard supérieur au temps  $Retard1$  par rapport au signal  $St$  (2 ou 1) du noyau le plus rapide. On teste donc pour chaque événement la condition suivante :

$$Sp(lent) - St(rapide) > Retard1 \quad (4)$$

La distinction entre le noyau lent et le noyau rapide se fait toujours à l'aide du signe du paramètre  $tsp12$ . Lorsque cette condition (4) est vérifiée, la correction précédente sur le temps de vol DEMON, n'est plus valable, et l'on corrige le paramètre mesuré  $tdvD$  du temps  $sp(lent)$ . Lorsque la condition (4) n'est pas vérifiée, on garde la correction précédente. Nous construisons donc le paramètre  $t_{vol}$  de la façon suivante :

$$\begin{cases} t_{vol} = -tdvD + St(rapide) + Retard1 & \text{si } Sp(lent) - St(rapide) \leq Retard1 \\ t_{vol} = -tdvD + Sp(lent) & \text{si } Sp(lent) - St(rapide) > Retard1 \end{cases}$$

La figure II.12 montre que cette nouvelle condition est la bonne, puisque le paramètre  $t_{vol}$  ne dépend plus de la vitesse des noyaux et est alors proportionnel au temps  $t_{Demon}$  voulu.

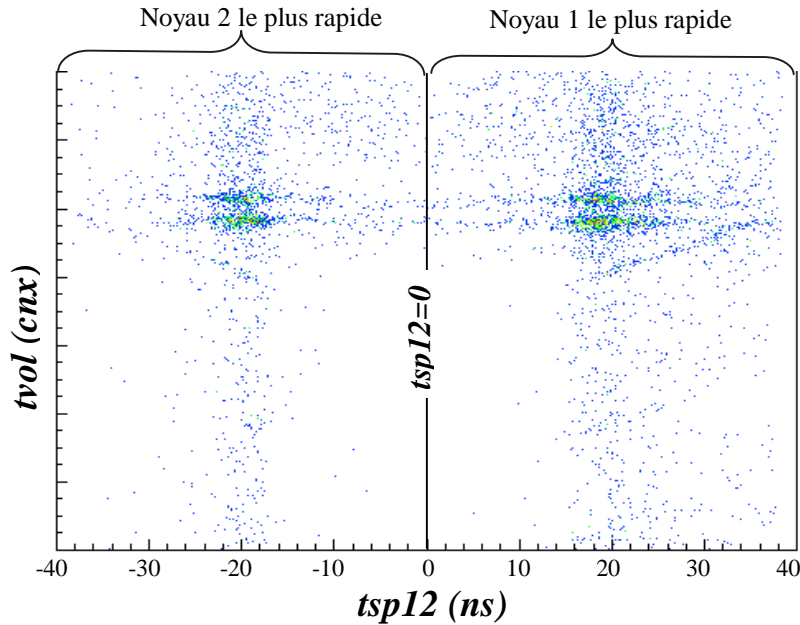
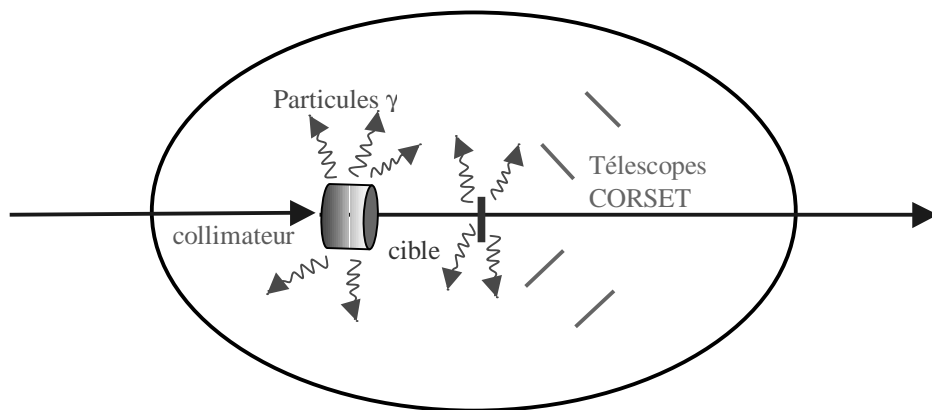


Figure II.12 : Correction du temps de vol des neutrons  $t_{vol}$ , tenant compte de la nouvelle correction dépendant des écarts de temps d'arrivée des noyaux.

Maintenant que nous avons reconstruit le temps de vol DEMON pour qu'il soit proportionnel au temps de vol réel des particules entre l'instant de la collision et leur détection dans les scintillateurs, on peut alors s'intéresser à la calibration en temps de vol des détecteurs DEMON. On connaît la pente de conversion des TDC DEMON, mais il nous faut un point d'étalonnage afin d'avoir un temps de référence. Pour cela, on utilise le pic  $\gamma$ , puisqu'on connaît la vitesse des photons et leur parcours jusqu'au détecteur, suivant la distance de celui-ci à la cible. On obtient ainsi le temps de vol en nanosecondes pour chaque événement. Cette calibration va nous permettre à présent de comprendre l'origine du second pic en temps de vol  $\gamma$  observé précédemment.

- **Origine des deux composantes du pic en temps de vol  $\gamma$  :**

On va tâcher d'expliquer maintenant l'origine du dédoublement du pic  $\gamma$ . On vérifie que les particules appartenant au double pic laissent bien dans les scintillateurs un signal associé aux photons  $\gamma$ , c'est à dire ne vérifiant pas la condition (1). On suppose que le premier pic provient de réactions du faisceau sur un collimateur placé avant la cible, et que le deuxième pic, dont le temps de vol est le plus long provient des réactions du faisceau sur la cible (cf. figure II.13).



*Figure II.13 : schéma de la chambre de réaction.*

En calibrant les détecteurs DEMON avec cette hypothèse, nous ajustons le temps de vol des pics  $\gamma$  supposés venir des réactions du faisceau sur la cible, et nous reconstruisons alors le temps  $t_0$  où le faisceau atteint la cible. Nous sommes capables ensuite de mesurer le temps de vol entre le premier pic  $\gamma$ , et le moment de la réaction. Les mesures donnent un temps moyen de 4.73 ns avec de légères variations d'un détecteur à l'autre, de variance 0.29 ns. La vitesse des ions du faisceau est de 3.3 cm/ns, on mesure ainsi une distance entre le collimateur et la cible de 15.5 cm. Ce qui correspond à la distance à laquelle est situé le collimateur empêchant le faisceau de frapper le cadre portant la cible.

- **L'énergie des neutrons :**

Une fois que l'on a corrigé le temps de vol des neutrons donné par l'acquisition pour construire le temps  $tvol$  proportionnel au temps de vol des neutrons  $t_{neutron}$  entre la cible et le détecteur, on peut calculer l'énergie des neutrons qui sont non relativistes :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left( \frac{d_n}{t_{neutron}} \right)^2 \quad (5)$$

où  $E_n$  est l'énergie du neutron,  $m_n$  sa masse au repos,  $d_n$  et  $t_{neutron}$  la distance et le temps de vol entre la cible et le point d'interaction du neutron dans le scintillateur. De plus, sachant que :

$$t_{Demon} = \alpha_{det} tvol_n + \beta_{det} \quad (6)$$

où  $\alpha_{det}$  est la pente de conversion du TDC et  $\beta_{det}$  est une constante que l'on ajuste sur le pic  $\gamma$  issu des réactions sur la cible afin d'obtenir le temps de vol  $t_\gamma$  des particules  $\gamma$ .

On obtient donc finalement l'énergie des neutrons à l'aide de la relation :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left( \frac{d_n}{\alpha_{det} tvol_n + t_\gamma - \alpha_{det} tvol_{pic\gamma}} \right)^2 \quad (7)$$

Les coefficients d'étalonnage sont les temps de vol corrigé  $tvol_{pic\gamma}$  mesurés par ajustements Gaussiens du pic  $\gamma$  pour chaque détecteur.

Cependant, il nous faut connaître le parcours  $d_n$  des neutrons qui est la somme de la distance cible-détecteur et de la profondeur de l'interaction du neutron dans le liquide scintillant. Cette profondeur peut ne pas être négligeable, la profondeur du liquide scintillant étant de 20 cm dans chaque module DEMON, alors que la distance du détecteur à la cible est en moyenne de 65 cm.

Pour tenir compte de ce parcours  $d_{int}$ , on utilise un code Monte Carlo MENATE, conçu pour calculer la réponse des liquides scintillants NE102 ou NE213 à la traversée de neutrons ou de particules  $\gamma$ . Ce programme tient compte des sections efficaces des différentes réactions qui ont lieu et calcule le parcours moyen dans le scintillateur qui dépend de l'énergie de la particule. Nous avons donc généré 10000 neutrons dans chaque tranche d'énergie de 0.5 MeV entre 0 et 50 MeV qui sont envoyés dans un angle solide correspondant à la couverture angulaire d'un scintillateur se trouvant à une distance moyenne de la cible de 65 cm. Le code suit chacun des ces neutrons et calcule alors la distance moyenne à laquelle ils interagissent dans le liquide (cf. figure II.14).

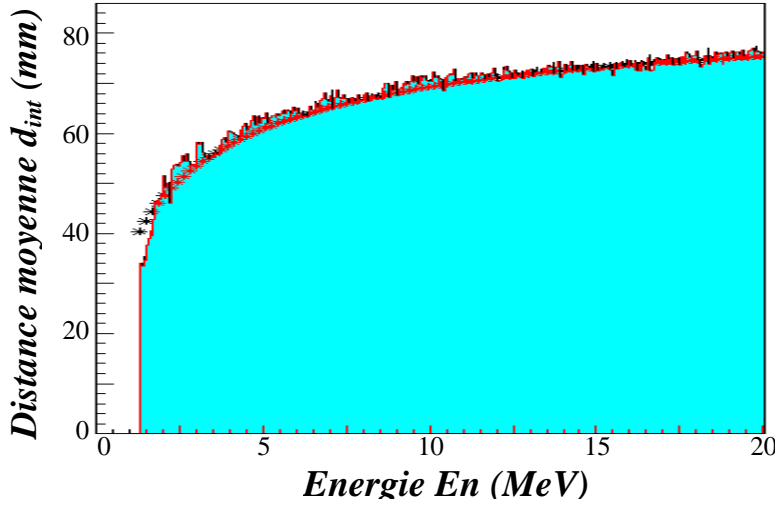


Figure II.14 : Distance moyenne d'interaction des neutrons dans le liquide scintillant en fonction de leur énergie, calculée par le code MENATE (en gris), ajustement des calculs Monte-Carlo (étoiles).

Cette courbe nous donne la dépendance de la distance moyenne d'interaction avec l'énergie des neutrons. La méthode utilisée consiste alors à ajuster une fonction sur cette courbe Monte-Carlo afin d'avoir une relation entre l'énergie d'un neutron et sa distance moyenne d'interaction. Cette fonction est de la forme :

$$\langle d_{\text{int}}(E_n) \rangle = \alpha_1 \log(E_n) + \exp(\alpha_2 E_n - \alpha_3) + \alpha_4 \quad (8)$$

Le jeu de paramètres  $\alpha$  est calculé pour ajuster au mieux les résultats du calcul Monte-Carlo (figure 14). Les valeurs des paramètres d'ajustement pour une distance en mm et une énergie en MeV sont les suivantes :

$$\alpha_1=17.52, \alpha_2=-3.47, \alpha_3=4.88, \alpha_4=-0.0288$$

Un calcul itératif est alors utilisé pour calculer l'énergie des neutrons en tenant compte de leur distance de vol moyenne. Connaissant le temps de vol, on calcule l'énergie approximative (relation (7) ) en supposant que la distance parcourue dans le scintillateur est nulle. Cette énergie nous donne la distance moyenne d'interaction et l'énergie est alors recalculée en tenant compte de la nouvelle distance de vol et ainsi de suite, jusqu'à ce que le calcul converge.

Puisque l'on utilise les valeurs moyennes de distance, le calcul converge vers une solution unique, dépendant seulement du temps de vol et de la distance du détecteur à la cible (cf. figure II.15).

Ce calcul est fait pour chaque pas en temps de vol de 0.05 ns, entre 7 et 100 ns, et pour chaque module DEMON. La relation qui existe entre le temps de vol et l'énergie est également ajustée par une fonction de la forme :

$$E_n = \frac{\beta_1}{(t_{Demon})^2} - \beta_2 \quad (9)$$

Dans cette formule, les paramètres ajustables sont différents pour chaque module DEMON puisque leur distance à la cible est différente. La figure II.15 représente le résultat du calcul itératif donnant l'énergie du neutron en fonction de son temps de vol  $t_{neutron}$  pour le détecteur n°1. On note que l'ajustement obtenu à l'aide de l'équation (9) est très bon. Il est donc possible de calculer l'énergie des neutrons à l'aide d'une formule simple.

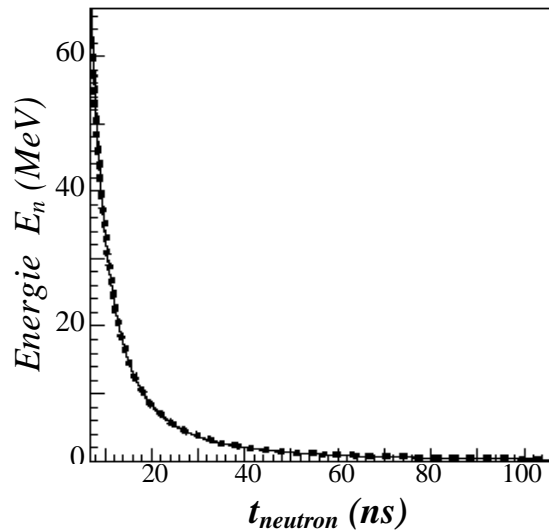


Figure II.15 : Calcul itératif de l'énergie en fonction du temps de vol (courbe en trait fin) et fonction d'ajustement obtenue à l'aide de l'équation (9) (courbe épaisse pointillée) associés au module DEMON n°1.

Cette paramétrisation permet ainsi de tenir compte de la distance moyenne d'interaction selon l'énergie du neutron détecté.



### III. Efficacité de DEMON :

Les scintillateurs DEMON, comme nous l'avons vu, donnent la nature de la particule détectée et mesurent son temps de vol. De plus l'angle où est placé un module DEMON nous donne l'angle d'incidence des particules détectées. Il faut maintenant tenir compte de l'efficacité des scintillateurs, tant géométrique qu'intrinsèque, afin de retrouver la multiplicité de neutrons émis. Nous allons étudier dans ce chapitre ces efficacités pour ensuite pouvoir analyser les données concernant les neutrons.

#### • L'efficacité géométrique :

Le dispositif expérimental ne permet pas de détecter toutes les particules émises, puisque les modules DEMON ne couvrent pas la totalité des  $4\pi$  stéradians de l'espace. Dans un premier temps, on ne s'intéresse qu'à la multiplicité par stéradian de neutrons en chaque point où se trouve un détecteur DEMON qui correspond alors au nombre de neutrons détectés dans chaque module, divisé par son angle solide.

L'angle solide des scintillateurs DEMON, puisque les modules sont orientés vers la cible, s'écrit sous la forme (cf.figure II.16) :

$$\Omega_{\text{det}} = 2\pi (1 - \cos \delta_{\text{det}})$$

$$\text{Avec : } \tan(\delta_{\text{det}}) = \frac{R_{\text{det}}}{D_{\text{det}}}$$

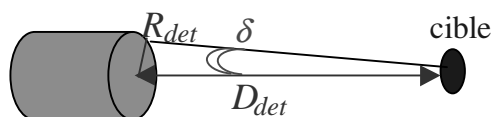
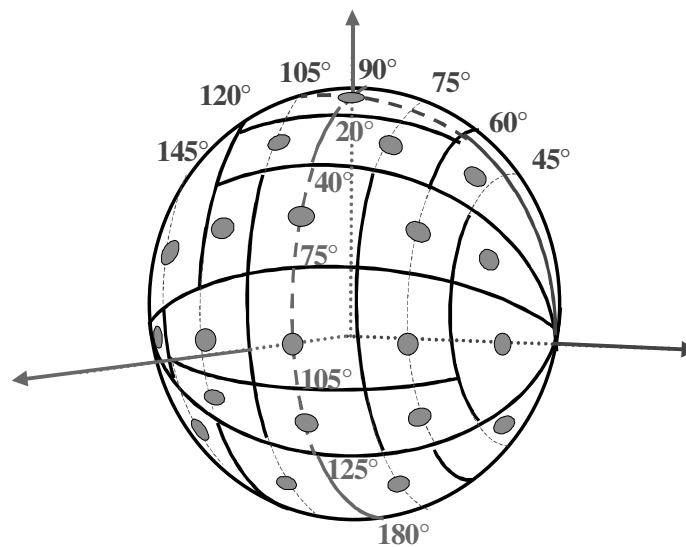


Figure II.16 : Notations utilisées pour le calcul de l'angle solide d'un module DEMON.

Cet angle solide est calculé pour chacun des modules suivant sa distance par rapport à la cible. On peut ainsi mesurer la multiplicité de neutrons par stéradian dans chaque module en divisant la multiplicité détectée par cet angle solide. On obtient alors 41 points sur la distribution angulaire de neutrons, correspondant à chacun des scintillateurs.

Cependant, pour obtenir la distribution angulaire totale de neutrons émis, on doit attribuer à chaque module une portion d'angle solide dont la somme totale sur les 41 détecteurs doit couvrir les  $4\pi$  stéradians. La multiplicité est alors supposée constante dans chaque portion de sphère et égale à celle détectée par le scintillateur associé. Ces portions sont choisies comme le montre la figure II.17. On obtient alors la multiplicité totale de neutrons en multipliant la multiplicité par stéradian de chaque module DEMON par l'angle solide de la portion de sphère qui lui est attribuée.



*Figure II.17 : portions d'angles solides attribuées à chaque module DEMON.*

- **Seuil de détection :**

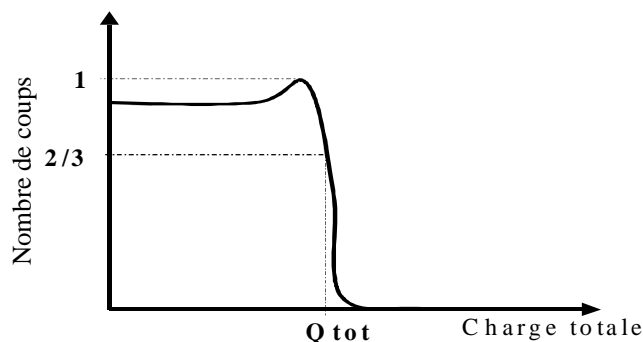
Le signal délivré par les modules DEMON est proportionnel à la charge collectée lors d'une réaction, elle-même proportionnelle à la quantité de lumière émise par fluorescence lors d'une réaction. Cependant, les scintillateurs ne délivreront un signal que si la quantité de lumière émise dépasse la valeur de leur seuil de détection, qui s'exprime en keV équivalent électron (keVee-). Cette unité correspond à la lumière créée dans le scintillateur par l'arrêt d'un électron d'un keV d'énergie cinétique. Afin de connaître l'efficacité de détection, qui dépend de ce seuil de détection en quantité de lumière, et pour pouvoir comparer les taux de comptage des différents modules, il est nécessaire de fixer un seuil identique pour chaque cellule. Ce seuil est choisi pour tous les détecteurs à 60 keV ee-. Il faut maintenant, pour chacun des modules, définir le seuil en charge totale correspondant à cette énergie lumineuse, c'est à dire établir la relation de correspondance entre l'énergie déposée dans le détecteur et la charge totale détectée par le module, ce qui revient à trouver les coefficients  $C1$  et  $C2$  vérifiant :

$$E \text{ (keVee-)} = C1 + C2 Q_{tot} \text{ (canaux)}$$

Ceci est fait à l'aide de calibrations réalisées avec plusieurs sources (Am, Cs, Co, Hg) émettrices de rayons  $\gamma$  de différentes énergies. A ces énergies, les particules  $\gamma$  interagissent principalement par diffusion Compton sur les électrons du milieu et non par effet photoélectrique, ce qui nécessite de repérer sur le spectre de diffusion Compton la charge totale correspondant à l'énergie cinétique maximale cédée à l'électron lors d'une diffusion Compton, c'est à dire le front Compton. Cette énergie maximale, correspondant à la rétro-diffusion du  $\gamma$  sur l'électron s'écrit :

$$E_{Cin}^{e-} \text{ (keV)} = \frac{2E_{\gamma}/m_e c^2}{1 + 2E_{\gamma}/m_e c^2} E_{\gamma} \text{ (keVee-)}$$

On retrouve pour chaque module la charge totale correspondant à l'énergie maximale aux 2/3 de la hauteur maximale du front Compton [Hin92a] :



*Figure II.18 : Schéma d'un spectre en charge totale d'un module DEMON soumis à un rayonnement  $\gamma$  mono énergétique. Le front Compton correspondant à l'énergie de rétro-diffusion est relevée aux 2/3 de la hauteur maximale*

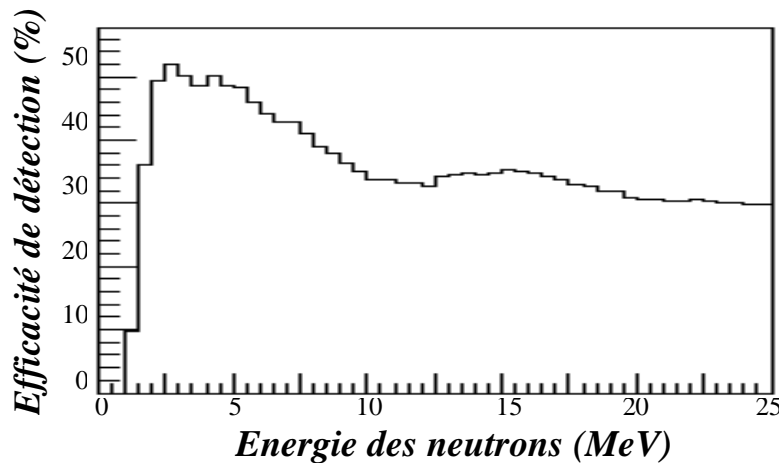
Nous allons maintenant calculer l'efficacité intrinsèque de détection de chaque cellule DEMON afin de corriger les multiplicités détectées dans les scintillateurs, pour obtenir la multiplicité réelle de neutrons détectés.

- **L'efficacité intrinsèque :**

Les neutrons traversant un module de scintillateur ne sont pas toujours détectés puisqu'ils ont seulement une certaine probabilité d'interagir avec les éléments du liquide scintillant. Leur détection dépend des sections efficaces des réactions qui entrent en jeu, du seuil de détection et de la distance des modules DEMON, mais aussi de l'énergie des neutrons.

Le seuil de détection est fixé à 200 keVee-, on utilise à nouveau le code Monté Carlo MENATE, qui tient compte des sections efficaces de réaction. On génère 10000 neutrons pour chaque pas en énergie de 0.1 MeV entre 0 et 50 MeV. Les neutrons sont envoyés aléatoirement dans l'angle solide couvert par le scintillateur ce qui permet de tenir compte des effets de bord. Ceux-ci sont dus au fait que les neutrons qui n'arrivent pas avec une direction normale à la fenêtre du scintillateur traversent moins de liquide scintillant et ont donc de moins grandes chances d'être détectés. L'efficacité de détection d'un module DEMON est alors estimée pour chaque énergie donnée de neutron, en divisant le nombre d'interactions engendrant un déclenchement du détecteur par le nombre de neutrons effectivement envoyés à cette énergie sur le module.

Cependant, pour corriger nos données nous avons utilisé des mesures expérimentales de l'efficacité intrinsèque faite à l'aide des spectres, bien connus, de neutrons émis lors de la fission spontanée d'une source de Californium. Les modules en effet, ont changé de qualité avec le temps, et le programme de simulation calcule une efficacité intrinsèque plus importante que l'efficacité expérimentale.



*Figure II.19 : Courbe de l'efficacité de détection d'un module DEMON en fonction de l'énergie des neutrons. Cette courbe expérimentale est mesurée pour un seuil de détection de 200 keVee-.*

On connaît maintenant l'efficacité géométrique de l'ensemble du système de détection de neutrons et l'efficacité de détection de chacun des modules. Les mesures peuvent alors être corrigées afin d'obtenir les distributions angulaires et les multiplicités réelles de neutrons émis au cours des réactions nucléaires.



# Chapitre III : Analyse des fragments en coïncidence avec les neutrons

## Introduction :

Nous allons à présent analyser les données corrigées de l'efficacité de détection des différents détecteurs. Le but de cette analyse est l'étude de la dynamique de la fusion-fission et de la quasi-fission. Une première image des mécanismes qui entrent en jeu dans de telles réactions est donnée par les caractéristiques des distributions en énergie cinétique et en masse des fragments. De nombreuses expériences dans ce domaine [Itk86] ont montré que lorsque l'on augmente la charge du noyau composé, le mécanisme de fusion-fission dominant pour des noyaux composés relativement peu chargés (ex :  $^{256}\text{No}$ ), disparaît presque pour des systèmes plus chargés et plus lourds (ex :  $^{286}112$ ) au profit de la quasi-fission.

L'étude des particules légères, en particulier des neutrons, émis au cours des collisions entre les noyaux apporte de nombreuses informations. La répulsion Coulombienne subie par les fragments de fission au cours de la scission du système est importante et a pour effet d'accélérer les fragments. La vitesse des fragments de fission (autour de 1.5 cm/ns) est alors grande par rapport à celle du noyau composé (d'environ 0.63 cm/ns). Par conséquent, les neutrons émis par le noyau composé (neutrons de pré-scission) sont légèrement focalisés vers l'avant dans le référentiel du laboratoire, alors que les neutrons émis par les fragments (neutrons de post-scission) seront fortement focalisés dans la direction des détecteurs de fragments et leur vitesse sera plus élevée. La corrélation angulaire entre les spectres de neutrons de chaque détecteur et la direction des fragments permet ainsi de différencier en moyenne entre les neutrons émis par le système composé, et ceux émis par les fragments. C'est l'analyse faite dans le chapitre suivant.

L'étude des neutrons émis donne également des informations importantes sur les temps de scission des systèmes composites formés au cours de l'expérience. Depuis longtemps, il a été observé que les noyaux excités émettent, avant de fissionner, plus de neutrons et de particules chargées que ne l'indique la théorie statistique de la compétition entre fission (dépendant de la densité de niveaux au point selle) et évaporation (dépendant de la densité de niveau du noyau résiduel). Ceci a été attribué au temps nécessaire pour que le noyau se déforme jusqu'au point selle, bien plus long que celui nécessaire à l'évaporation d'un neutron. Le temps d'émission d'un neutron est très court (autour de  $10^{-20}$ - $10^{-22}$  s selon l'énergie d'excitation), alors que les temps de fission sont plus longs (autour de  $10^{-18}$  s) [Hin89]. Pour prendre un résultat récent, Hinde *et al.* [Hin92b] ont remarqué que dans les réactions de fusion-fission, le nombre de neutrons de post-scission reste à peu près constant quelle que soit l'énergie d'excitation. Ceci suggère que l'énergie est essentiellement emportée par les neutrons de pré-scission et que le noyau composé fissionne toujours à la même température. D'autre part, ils ont observé une diminution de la multiplicité de

neutrons de pré-scission avec l'augmentation de l'énergie cinétique totale des fragments. En fait, les noyaux au cours d'une fission peuvent prendre différentes formes dont certaines très allongées, ce qui diminuent ainsi la répulsion Coulombienne et l'énergie cinétique des fragments. Ainsi, une grande multiplicité de neutrons de pré-scission et une faible énergie cinétique des fragments indique une fission lente, dans une configuration allongée, alors qu'une faible multiplicité de neutron de pré-scission et une grande énergie cinétique des fragments est le signe d'une fission rapide, dans une configuration compacte. Les neutrons de pré-scission constituent ainsi une bonne horloge pour les processus en jeu.

Dans toute l'analyse qui va suivre, nous ne nous intéressons plus qu'aux événements dont les caractéristiques en masse et en énergie cinétique correspondent aux réactions de fusion-fission et de quasi-fission. Pour sélectionner de tels événements, nous avons construit deux contours sur le spectre bi-dimensionnel de l'énergie cinétique totale en fonction de la masse du fragment 1. Le premier contour (contour 1 en trait plein sur la figure III.1) correspond aux réactions de partition symétrique pour lesquelles la masse des fragments est égale à la demi masse du noyau composé à plus ou moins 20 unités de masse atomique, le second (contour 2 en trait pointillé), aux réactions de quasi-fission. Les événements de partition symétrique sont exclus du contour 2. Dans les deux cas, nous nous limitons aux noyaux dont l'énergie cinétique totale varie entre 175 et 275 MeV. Cette dernière sélection permet en effet d'éliminer les événements ne correspondant pas aux réactions étudiées, puisqu'elle évite les empilements, détectés à trop grande énergie, ou des réactions sur des noyaux plus légers que la cible qui n'auraient pas été éliminés par la corrélation angulaire à  $180^\circ$  des fragments de fission.

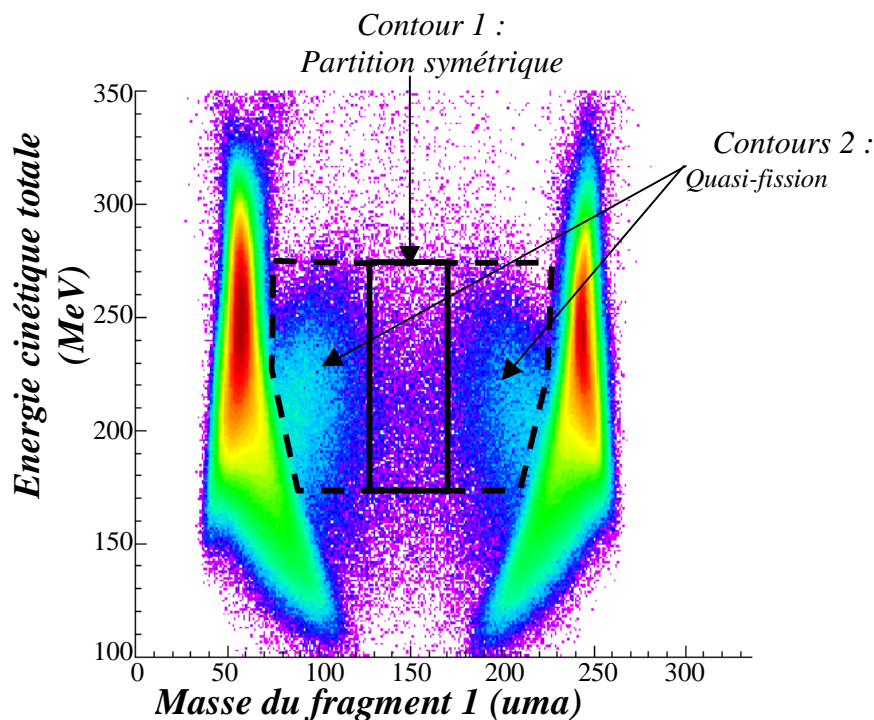


Figure III.1 : Sélection des événements en fonction de leur caractéristiques en énergie cinétique et en masse. Le premier contour correspond aux événements de partition symétrique, le second aux réactions de quasi-fission.

# I. Similitudes et différences entre quasi-fission et fusion-fission

L'étude des caractéristiques en énergie et en masse des fragments permet, pour des systèmes plus légers que le notre, la distinction entre les événements de fusion-fission et les événements de quasi-fission. Nous avons vu que les réactions de fusion-fission disparaissaient au profit des réactions de quasi-fission lorsque la charge totale des noyaux de réaction devenait très grande. Pour des systèmes lourds et très lourds, le spectre de l'énergie cinétique totale en fonction de la masse de l'un des fragments laisse apparaître un triangle d'événements, caractéristique de la formation d'un noyau composé, pour des masses de fragments symétriques et pour une énergie cinétique correspondant à la systématique de Viola [Vio98] (cf figure III.2 ). Lorsque les événements de fusion-fission deviennent rares, ce qui est le cas pour des systèmes super-lourds, il est très difficile de les discriminer des événements de quasi-fission. Il semble que la fission d'un noyau composé conduise préférentiellement à des fragments de masses symétriques, mais aucun critère ne peut les distinguer des traînes des événements de quasi-fission qui s'étendent largement jusqu'aux masses symétriques. Le principal problème pour l'étude des mécanismes de réaction est alors de savoir discriminer entre les différents processus. Les modèles théoriques de fluctuation-dissipation [Ari03], qui calculent les différents chemins vers la fusion ainsi que leurs probabilités, décident de façon arbitraire qu'en deçà d'une certaine distance entre les deux centres de masse et d'une certaine déformation du système di-nucléaire, c'est à dire lorsque la forme du système di-nucléaire est proche de celle d'une sphère, il y a fusion. L'ensemble de cette section est une étude des caractéristiques des fragments selon différents modèles théoriques. Nous avons étudié en particulier les transferts de masse qui ont lieu lors de ces réactions.

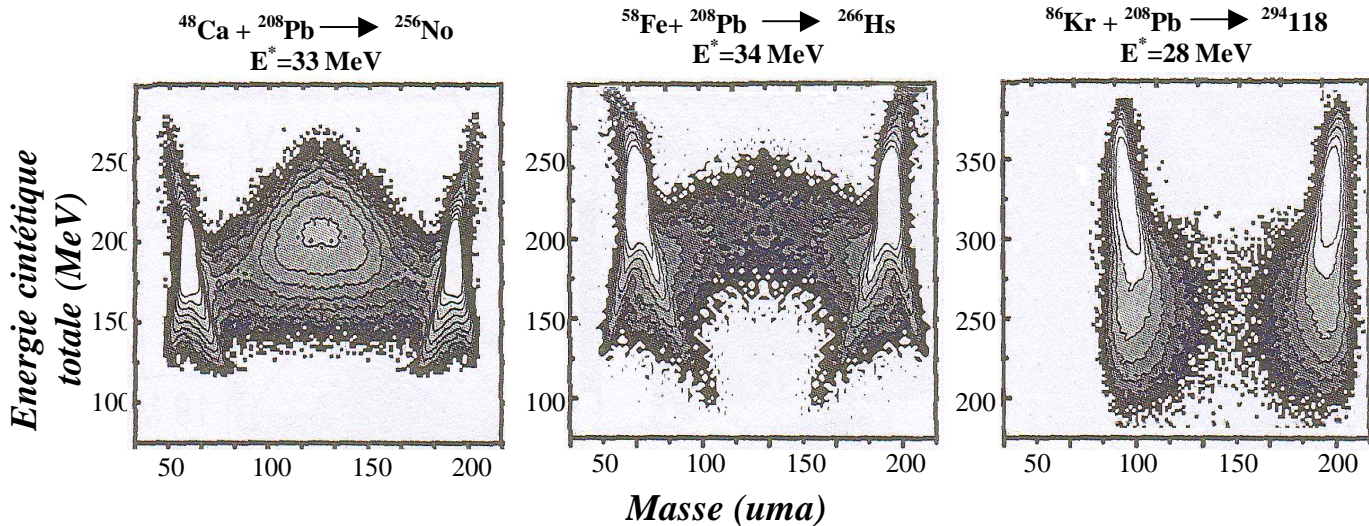


Figure III.2 : Spectres de l'énergie cinétique totale en fonction de la masse d'un des fragments pour des systèmes de plus en plus lourds. On constate la diminution relative des événements de masse symétrique attribués à la fusion-fission, en faveur des événements de quasi-fission [Itk01]



- **Etude des caractéristiques des fragments issus de la fission du noyau composé :**

Nous avons étudié, à l'aide d'un programme semi-empirique, les caractéristiques (distribution en masse, énergie cinétique, ...) des fragments venant de réactions de fusion-fission. Nous allons dans un premier temps décrire les calculs effectués par ce programme écrit par J. Benlliure *et al* [Ben98], puis, nous en exposerons les résultats.

Ce programme calcule la population de fragments selon l'asymétrie en masse de la fission. On considère que ce degré de liberté est directement lié au nombre de neutrons  $N$  dans le fragment naissant, en supposant que le rapport  $N/Z$  est constant.

Ainsi, on calcule la probabilité de transitions au dessus de la barrière de fission pour les fragments d'énergie d'excitation  $E_{exc}^{fgt}$  avec  $N$  neutrons selon la formule :

$$Y(E_{exc}^{fgt}, N) = \frac{\int_{U=0}^{E_{exc}^{fgt}-V(N)} \rho_N(U) dU}{\sum_{N=0}^{N_{NC}} \int_{U=0}^{E_{exc}^{fgt}-V(N)} \rho_N(U) dU}$$

Dans cette formule,  $V(N)$  est la hauteur de la barrière de fission pour l'asymétrie en masse correspondant à  $N$  neutrons dans l'un des fragments en formation,  $\rho_N$  est la densité de niveau pour l'énergie  $U$  au dessus du potentiel d'interaction et  $N_{NC}$  est le nombre de neutrons du noyau composé.

Le potentiel d'interaction à la barrière est défini selon trois composantes afin de reproduire les données expérimentales. La première est la composante macroscopique conduisant à la fission symétrique, décrite à l'aide d'une fonction parabolique dépendant du nombre de neutrons dans le fragment. Les deux autres composantes font intervenir les effets de couches pour les nombres de neutrons  $N=82$  et  $N=88$ . Elles sont décrites par des fonctions gaussiennes et permettent de tenir compte des composantes de fission asymétrique. Le potentiel total s'écrit donc sous la forme :

$$V(N) = V_{mac}(N) + V_{sh82}(N) + V_{sh82}(N_{NC}-N) + V_{sh88}(N) + V_{sh88}(N_{NC}-N)$$

Où  $V_{mac}$  est le potentiel macroscopique décrit par une parabole, et  $V_{sh82}$  et  $V_{sh88}$  sont les corrections de couches gaussiennes.

Les résultats donnés par ce code nous permettent donc de décrire la distribution en masse des fragments issus du noyau composé, présentée sur la figure III.3 :

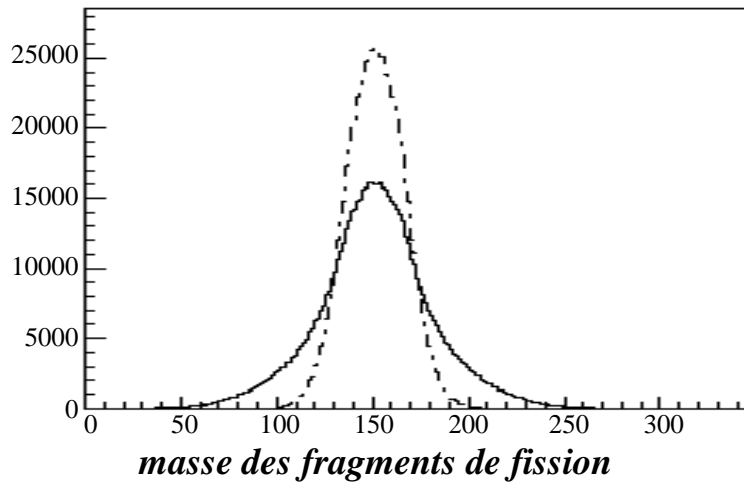


Figure III.3 : Distribution en masse des fragments issus de la fission du noyau composé selon les calculs de J. Benlliure explicités précédemment. Nous avons utilisé ces calculs avec 500000 événements pour deux énergies d'excitation du noyau composé :

$E^*=42,4$  MeV (en trait plein) et  $E^*=10$  MeV (trait pointillés).

On se rend compte que l'énergie d'excitation joue un rôle important dans la largeur de la distribution en masse des fragments. A 10 MeV la distribution centrée autour de la demi masse du noyau composé est beaucoup plus étroite qu'à 42,4 MeV. Autrement dit, pour l'énergie d'excitation de notre système, les fragments issus des réactions de fusion-fission ont une distribution très large, allant jusqu'aux masses de la cible et du projectile. Il devient alors difficile de les distinguer des fragments issus de quasi-fission, d'autant plus si la section efficace des événements de fusion devient très faible par rapport à la quasi-fission. Nous pouvons également remarquer que les effets de couches pour  $N=82$  et  $N=88$  n'apparaissent pas, puisque nous n'observons pas de composante de fission asymétrique sur les noyaux correspondants.

Cependant, l'asymétrie en masse reste un critère très important pour la distinction des événements. Le transfert de masse entre les partenaires de collision constitue un degré de liberté dont le temps d'équilibration est de l'ordre des temps de réactions. C'est pourquoi la distribution en masse des fragments de fission est plus importante pour les masses symétriques. Aussi, nous cherchons dans la suite à exprimer les observables que nous étudions en fonction de la masse de l'un des fragments, c'est à dire en fonction de l'asymétrie de la fission.

Le code de J. Benlliure calcule également l'énergie d'excitation des fragments de fission, ainsi que l'évaporation de particules lors de leur désexcitation. L'énergie d'excitation étant l'énergie au dessus du potentiel, est calculée selon la relation :

$$E_{exc}^{fgt}(E_{exc}^{sym}, N) = E_{exc}^{sym} - V_{mac}(N)$$

L'évaporation de particules est traitée dans le cadre de la physique statistique. Les calculs tiennent compte des énergies de liaison des noyaux ainsi que de la compétition entre les différentes particules et avec la fission [Ben98].

Nous obtenons ainsi les caractéristiques de l'émission de particules pour les fragments de fission. La figure III.4 montre la multiplicité de neutrons évaporés lors de la désexcitation des fragments en fonction de la masse de l'un d'eux.

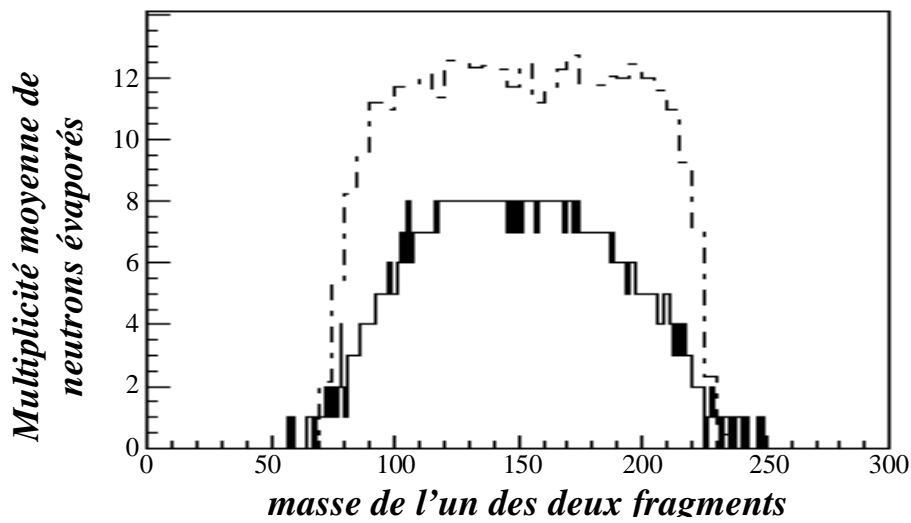


Figure III.4 : Multiplicités moyennes de neutrons évaporés lors de la désexcitation des deux fragments en fonction de la masse d'un des deux. En trait plein sont présentés les résultats du calcul de J. Benlliure pour les réactions de fusion-fission et en pointillés la multiplicité expérimentale pour les événements de fusion-fission et de quasi-fission.

On peut constater que l'émission de neutrons, d'après la simulation, est la plus importante pour un plateau centré sur les fragments symétriques. Cette tendance s'explique par la forme parabolique du potentiel d'interaction. Avec un tel potentiel, le noyau libère beaucoup plus d'énergie d'excitation pour les fissions symétriques que pour les fissions asymétriques. Les résultats expérimentaux ne présentent pas cette tendance, du moins, le plateau est beaucoup plus large. La multiplicité moyenne de neutrons est à peu près constante par rapport à l'asymétrie en masse des fragments. Le potentiel parabolique en effet ne convient pas pour décrire les réactions de quasi-fission qui se mêlent aux réactions de fusion-fission dans les données expérimentales puisque le système di-nucléaire ne conduit pas au noyau composé. On peut alors se demander si la quasi-fission aurait comme caractéristique un potentiel d'interaction au moment de la scission du système moins haut que la fusion-fission pour une même asymétrie de masse. La déformation du système composé lorsqu'il n'y a pas de fusion complète diminue en effet l'interaction Coulombienne.

Nous avons calculé l'énergie cinétique totale des fragments de fission. Ce calcul est fait à l'aide du modèle de la goutte liquide, selon la formule de Wilkins [Wil76] :

$$E_{cin} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R_1 + R_2 + 2 fm} \quad \text{où :} \quad R_i = r_0 A_i^{1/3} \left( 1 + \frac{2\beta}{3} \right)$$

Dans cette formule, le rayon  $r_0=1.16 fm$ , et le paramètre de déformation  $\beta=0.625$  sont les valeurs de la référence [Wil76].

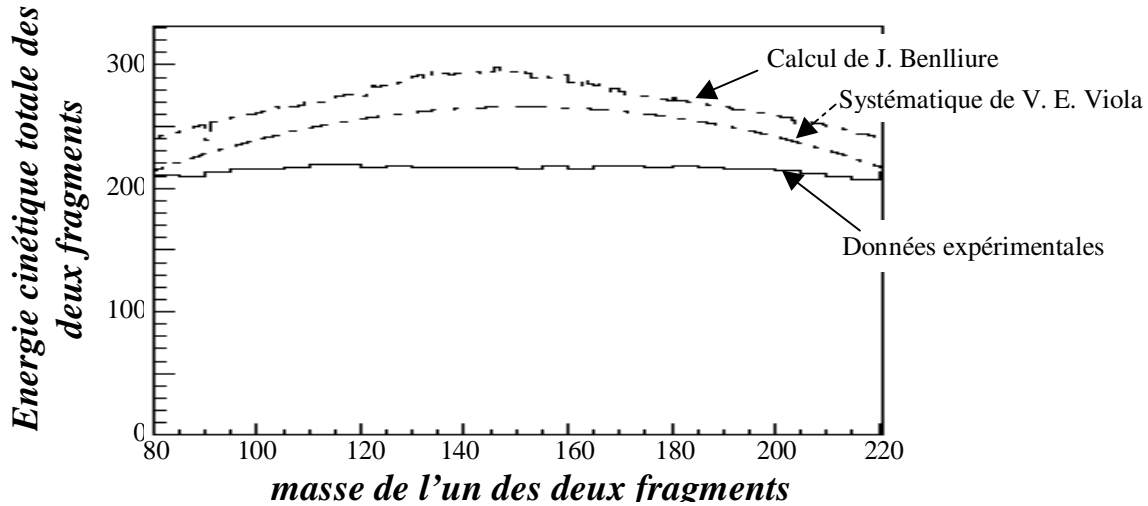


Figure III.5 : Energie cinétique moyenne des deux fragments en fonction de la masse d'un des deux fragments. En trait pointillé et tirets sont présentés les résultats du calcul de J. Benlliure et de V. E. Viola [Vio98] pour les réactions de fusion-fission et en trait plein l'énergie cinétique expérimentale pour les événements de fusion-fission et de quasi-fission.

On peut ainsi comparer l'énergie cinétique des fragments issus de réactions de fusion-fission, donnée par le modèle de la goutte liquide, aux données expérimentales pour les événements de quasi-fission et de fusion-fission. Les résultats sont très différents, puisque l'on obtient des énergies cinétiques plus élevées que celles mesurées expérimentalement. Il semble donc que les événements de quasi-fission subissent une répulsion Coulombienne au moment de la scission moins importante que les événements issus de fusion-fission. Cette courbe explique également la différence importante de multiplicité de neutrons entre les calculs et les résultats expérimentaux. En effet, l'énergie cinétique emportée par les fragments diminue d'autant leur énergie d'excitation, donc leur multiplicité. On voit que les calculs de fusion-fission mènent à de grandes énergies cinétiques donc à de faibles multiplicités de neutrons par rapport aux données expérimentales.

- **Distribution en masse des fragments de quasi-fission dans le cadre du modèle di-nucléaire :**

Le modèle di-nucléaire décrit l'évolution du système depuis le point de contact des deux partenaires de collision jusqu'à la fusion complète ou jusqu'à la séparation en deux fragments. Cette évolution se fait par transfert de nucléons ou de clusters (selon l'énergie due aux effets de couches dans les noyaux) du noyau le plus léger vers le noyau le plus lourd. Le long de cette évolution, les deux noyaux gardent leurs structures quantiques individuelles. Leur évolution est régie principalement par l'énergie potentielle du système di-nucléaire :

$$V(Z, L) = B_1 + B_2 - B_{NC} + V(R^*, L)$$

$B_1$  et  $B_2$  sont les excès de masse des deux noyaux du système et  $B_{NC}$  est celle du noyau composé.  $V(R^*, L)$  est le potentiel noyau-noyau, incluant le potentiel nucléaire, la répulsion Coulombienne et la force centrifuge due à la rotation). Ces différents potentiels sont explicités dans les références [Ada96, Che97, Ada00]. La distance  $R^*$  correspond à la position du minimum du potentiel d'interaction  $V(R)$ . Ce modèle considère en effet un faible recouvrement entre les deux noyaux.

Ce modèle a été amélioré récemment afin d'estimer la distribution en masse des fragments de quasi-fission. Celle-ci a été calculée pour notre système et nous allons pouvoir comparer les résultats à nos données expérimentales :

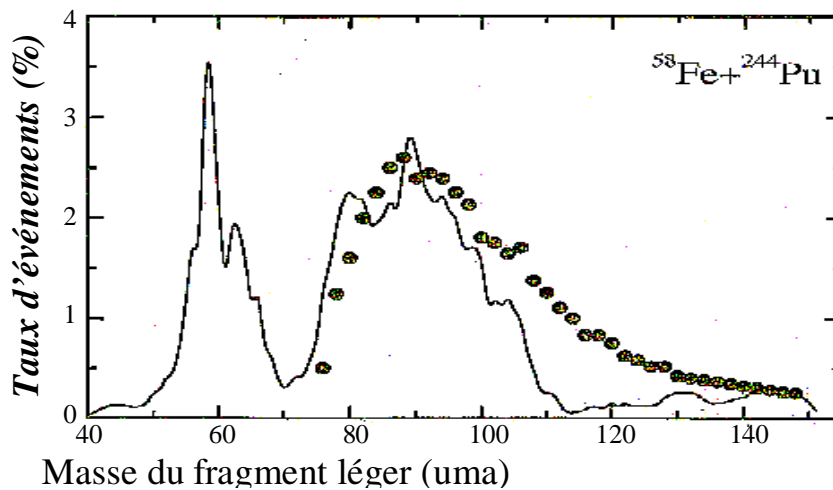


Figure III.6 : Distribution en masse des fragments de quasi-fission selon le modèle di-nucléaire (trait plein) et distribution en masse expérimentale (points)

Nous pouvons remarquer que ces distributions en masse sont relativement proches, avec un maximum d'événements à 2,5% autour des masses 90 uma et une chute du taux d'événements entre les masses 100 et 120 uma. Les calculs présentent cependant des structures qui n'apparaissent pas dans les données expérimentales. Nous pouvons tout de même constater la présence relativement importante de fragments de quasi-fission pour les masses symétriques. Les fragments de masses symétriques ne sont pas tous issus de réactions de fusion selon ce modèle. Nous verrons que le modèle de fluctuation-dissipation estime également une importante présence d'événements de quasi-fission pour les fragments de masses symétriques.

- **Etude dynamique des processus de fusion-fission et de quasi-fission :**

La principale différence entre les réactions de fusion-fission et les réactions de quasi-fission reste sans doute la forme que prend le système dinucléaire avant sa séparation. Lorsqu'il y a fusion, tous les nucléons participant à la réaction perdent la mémoire de la voie d'entrée. Le système est alors sphérique ou légèrement déformé. Lorsque la fusion n'a pas lieu, le système formé n'atteint jamais une configuration proche d'un noyau sphérique. Plusieurs paramètres peuvent être utilisés pour décrire cette évolution comme la distance relative d'approche, correspondant à la distance entre les deux centres de masse des partenaires de collision, mais aussi l'asymétrie de masse ou la déformation du système. Ces paramètres décrivent la forme prise par le système di-nucléaire et permettent d'estimer le potentiel d'interaction qu'il subit. Y. Aritomo [Ari02, Ari03] a étudié la dynamique des différents chemins empruntés par le système composé depuis le point de contact des deux partenaires de collision jusqu'à leur séparation. Nous avons utilisé les résultats de son modèle afin de comprendre les effets qui régissent le comportement des noyaux lors des différents processus.

La dynamique de l'évolution du système est traitée en deux phases différentes. La première décrit le passage de la barrière d'interaction jusqu'à la capture, lorsque les deux noyaux en contact subissent la force d'interaction nucléaire l'un de l'autre. La seconde étape calcule l'évolution vers la formation d'un noyau composé, c'est à dire le passage du point selle.

La section efficace de fusion-fission, c'est à dire la section efficace de formation d'un noyau composé est ainsi le produit de deux facteurs correspondant à la probabilité de passer la barrière d'interaction pour le premier et celle de passer le point-selle pour le second :

$$\sigma_{NC} = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_0 E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_0(E_{cm}, l) P_{NC}(E^*, l) \quad (1)$$

où  $\mu_0$  est la masse réduite de la voie d'entrée,  $E_{cm}$  est l'énergie incidente dans le centre de masse du système et  $E^*$  l'énergie d'excitation du système composé.

La probabilité de passer la barrière d'interaction est donnée par  $T_0$ , le facteur de pénétration de la barrière d'interaction, calculé à l'aide d'une approximation parabolique du potentiel Coulombien et du potentiel de proximité selon la relation :

$$T_0(E_{cm}, l) = \left[ 1 + \exp \left( 2\pi \frac{B_l - E_{cm}}{\hbar \omega_l} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

où  $B_l$  est la hauteur de la barrière de fusion pour l'onde partielle de moment angulaire  $l$  et  $\omega$  est la fréquence de l'oscillateur.

La seconde étape estime l'évolution du système lors du passage du point selle et prend en compte la compétition entre fusion-fission et quasi-fission. Elle est décrite par un modèle de fluctuation-dissipation utilisant l'équation de Langevin dans l'espace des paramètres de déformation à trois dimensions :

$$\left\{ \begin{array}{l} z : \text{la distance entre les deux centre de potentiel} \\ \alpha : \text{l'asymétrie de masse des deux partenaires de collision } \alpha = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} \\ \delta : \text{la déformation du système di-nucléaire} \end{array} \right. \quad (3)$$

L'équation de Langevin dans l'espace multidimensionnel est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \sum_j \frac{1}{m_{ij}} p_j \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial V}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \sum_{j,k} \frac{\partial}{\partial q_i} \left( \frac{p_j p_k}{m_{jk}} \right) - \sum_{j,k} \left( \gamma_{ij} \frac{p_k}{m_{ik}} \right) + \sum_j g_{ij} R_j(t) \end{aligned} \quad (4)$$

où  $m_{ij}$  et  $\gamma_{ij}$  sont respectivement l'inertie collective et le tenseur de dissipation dépendants de la forme du système. Celui-ci est soumis à une force aléatoire  $g_{ij}R_j$  de moyenne nulle, et d'intensité  $g_{ij}$  respectant :

$$\gamma_{ij} T = \sum_k g_{ij} g_{jk} \quad (5)$$

où  $T$  est la température du système composé calculée à partir de son énergie intrinsèque,  $E_{int}$  et de son paramètre de densité de niveaux,  $a$  :

$$E_{int} = aT^2 = E^* - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{p_i p_j}{m_{ij}} - V(q) \quad (6)$$

Dans le système d'équations (4), la première équation décrit la relation entre les coordonnées ( $q_i$ ) correspondant aux paramètres de déformation (relation (3)), et leurs quantités conjuguées ( $p_i$ ) du système. Le premier terme de la seconde équation représente la force qui dérive du potentiel d'interaction  $V(q)$ , le second permet de tenir compte du fait que la masse n'est pas constante  $\left( \frac{d(mv)}{dt} = \frac{dm}{dt}v + m \frac{dv}{dt} \right)$ , le troisième terme décrit la force de friction, et enfin, le dernier est le terme aléatoire. Il est nécessaire de calculer un grand nombre de trajectoires pour différentes valeurs de la force de Langevin. C'est la fluctuation due à l'agitation thermique qui permet parfois d'atteindre la fusion du système, car sans la force aléatoire, les trajectoires moyennes (solutions de l'équation de Langevin avec  $R(t)=0$ ) ne franchissent jamais le point-selle et seule la quasi-fission est possible.

Le potentiel choisi est celui de la goutte liquide en rotation, corrigé des effets de couches :

$$V(q, l, t) = V_{LDM} + \frac{\hbar l(l+1)}{2I(q)} + V_{shell}(q) \Phi(t) \quad (7)$$

où  $I(q)$  est le moment d'inertie,  $V_{shell}$  sont les corrections de couche et la fonction  $\Phi(t)$  exprime la disparition progressive des corrections de couche lorsque la température augmente [Ign75] :

$$\Phi(t) = \exp \left( - \frac{aT^2(t)}{E_d} \right) \quad (8)$$

$E_d$  est un paramètre phénoménologique représentant la constante de dissipation (20 MeV) [Ari03].

Le potentiel obtenu pour notre système, avec le paramètre de déformation  $\delta=0$  est montré sur la figure 5 de l'introduction générale.

L'équation de Langevin permet alors de faire évoluer le système sur ce potentiel depuis le point de contact des noyaux, alors qu'ils ont franchi la barrière d'interaction, jusqu'à la fusion si elle a lieu, ou jusqu'à sa séparation en fragments. La figure III.7 présente quelques trajectoires conduisant soit à des réactions de quasi-fission (QF) pour lesquelles le système reste très asymétrique et déformé, soit à un système très symétrique mais également très déformé (DQF, pour Deep Quasi-Fission), soit enfin à des réactions de fusion pour lesquelles il y a formation d'un noyau composé (CN).

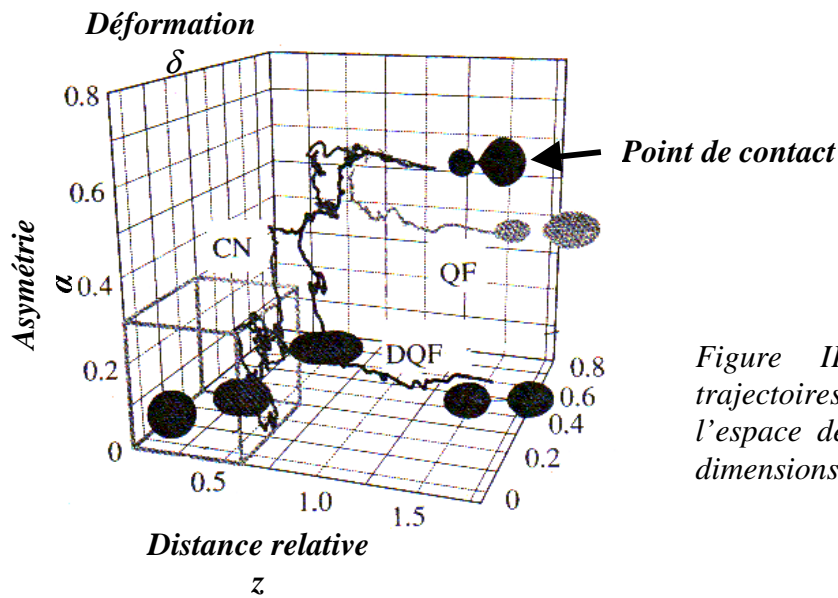


Figure III.7 : Exemples de trajectoires des noyaux dans l'espace des paramètres à trois dimensions.

Le programme suit ainsi le système composé jusqu'à sa séparation en fragments. Nous obtenons alors la distribution en masse des fragments issus des différents processus pouvant avoir lieu une fois les deux partenaires en contact. Cette distribution peut alors être comparée aux données expérimentales dont on sélectionne les événements ayant franchi la barrière d'interaction. De tels événements ne sont pas évidents à sélectionner expérimentalement. Sur la figure III.8, nous avons donc fait la comparaison uniquement pour les événements du contour de quasi-fission pour lesquels nous sommes sûrs du passage de la barrière d'interaction (cf. figure III.1).



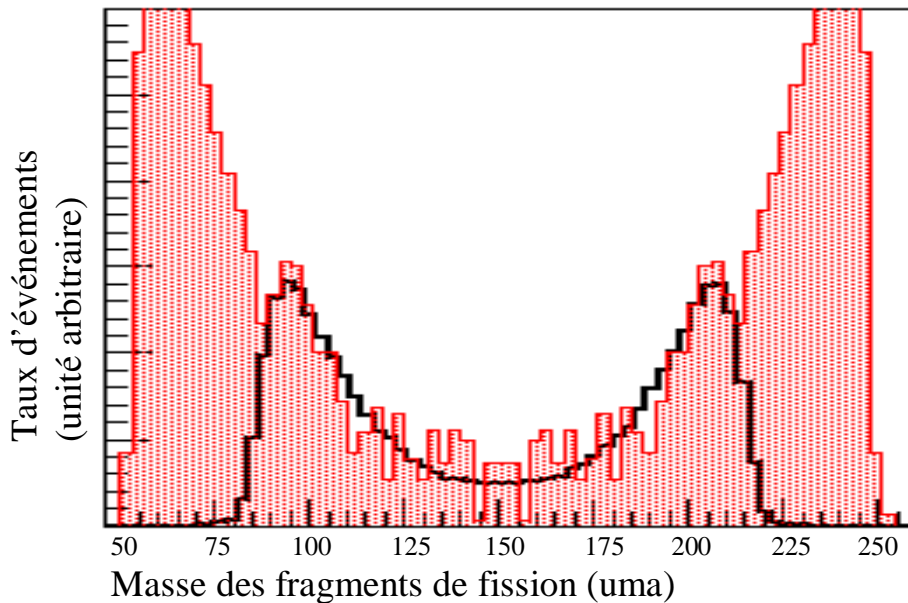


Figure III.8 : Distribution en masse des fragments de fission. En trait épais, la distribution expérimentale contenant les événements du contour de Quasi-Fission, normalisée de façon à ajuster la courbe simulée. En grisé, la distribution calculée par le code Monte-Carlo de M. Y. Aritomo contenant les événements pour lesquels les partenaires ont franchi la barrière d'interaction (communication privée).

Nous pouvons constater que, comme nous n'avons pas pris dans notre sélection expérimentale les événements très asymétriques, nous ne reproduisons pas la distribution pour les événements donnant des fragments proches de la cible et du projectile. La distribution simulée montre que de telles réactions sont fréquentes même lorsque les partenaires de collision ont franchi la barrière d'interaction. Elles viennent de collisions ayant un grand paramètre d'impact, pour lesquelles les noyaux se re-séparent rapidement .

Ces deux distributions sont cependant très proches pour les événements symétriques. La forme générale de la distribution en masse est très bien reproduite par la simulation. Nous pouvons remarquer des structures dans la distribution simulée venant des effets de couche de noyaux magiques en particulier autour du Pb. Ces structures apparaissent dans nos données expérimentales en partie en raison du choix de notre contour, mais aussi parce que les événements de quasi-fission se retrouvent les plus nombreux autour de ces masses-là (cf. figure III.1).

Nous remarquons que ces calculs dans l'espace des paramètres de déformation à trois dimensions donnent des résultats très proches de nos données expérimentales et semblent donc fiables. Les calculs dynamiques qui ont été faits permettent de suivre chaque système di-nucléaire dans son évolution sur le potentiel d'interaction et de connaître ainsi sa forme la plus compacte. Pour estimer la section efficace de fusion-fission qui nous intéresse, une difficulté se présente : comment définir quelles trajectoires correspondent à la fusion-fission ? On estime que la fusion a lieu lorsque le système atteint une forme sphérique dans les limites d'une faible distance entre les noyaux, d'une faible asymétrie de masse et d'une faible déformation. Ces limites sont sujettes à appréciation (cf. figure III.7). On détermine ainsi le nombre de noyaux ayant atteint une forme assez compacte pour correspondre à la fusion.

Les résultats de ces calculs sur notre système sont donnés dans le tableau III.1 :

Événements symétriques	11,2%
Événements de fusion	0,1%
Événements de fusion / événements symétriques	0,89%

*Tableau III.1 : Pourcentage d'événements symétriques ( $M_{fgr}=A_{NC}/2 \pm 20 \text{ uma}$ ) et pourcentage d'événements de fusion par rapport aux événements de capture selon les calculs de Y. Aritomo (communication privée).*

Cette étude à l'aide du modèle de fluctuation-dissipation nous permet ainsi d'obtenir de précieuses informations sur les formes que prend le système di-nucléaires au cours de son évolution. Elle confirme d'une part que les événements de partition symétrique ne correspondent que pour une très faible partie à des réactions de fusion. Les calculs permettent également de quantifier le taux de fusion parmi les événements de partition symétrique, ce qui correspond au rapport des deux pourcentages donnés dans le tableau III.1. Ce rapport, de l'ordre de 0,89% selon ces calculs nous intéressera dans le prochain chapitre, puisque nous avons pu l'estimer expérimentalement. Les réactions donnant des fragments de masses symétriques mais ne passant pas par un système de forme sphérique semblent ainsi largement majoritaires. Une telle étude montre que la prise en compte dans les calculs du paramètre de déformation  $\delta$  se révèle très importante, puisqu'il met en évidence ce processus de Deep Quasi-Fission (ou Quasi-Fission symétrique), pour lequel le système est symétrique en masse, mais très déformé et n'est donc pas un noyau composé.

L'ensemble de cette recherche de différences entre les événements de fusion-fission et de quasi-fission montre que l'asymétrie de masse des fragments, s'il reste le paramètre le plus significatif des temps de vie du système di-nucléaire et de la forme compacte qu'il prend, ne suffit pas à signer les événements de fusion. Dans les sections suivantes, nous allons mener une étude plus poussée à l'aide de l'information portée par les neutrons émis au cours des réactions puisque ces neutrons témoignent des temps de vie, mais également de l'énergie d'excitation libérée au cours des réactions.

## II. Principe de la simulation Monte-Carlo :

Nous allons à présent nous intéresser aux caractéristiques des fragments liées à l'émission de neutrons. Les neutrons émis donnent en effet une idée de l'énergie d'excitation libérée au cours des réactions. Cette étude a été menée à l'aide d'un programme de simulation dont nous allons décrire les principes afin, ensuite, de comparer les résultats aux données expérimentales. Nous cherchons à décrire l'évaporation de neutrons par les différentes sources d'émission qui interviennent dans chaque événement : le noyau composé et les fragments de fission. Le code d'évaporation exposé dans ce chapitre va permettre de comparer les résultats obtenus aux données expérimentales. Le problème qui se pose est la distinction expérimentale des neutrons de pré- et de post-scission. Ce qui nous intéresse particulièrement est la cinématique de l'évaporation par les différentes sources, puisque la vitesse et la direction des neutrons est reliée à la vitesse et la direction d'entraînement du noyau qui les émet (noyau composé ou fragments). C'est ce qui va permettre de simuler les corrélations angulaires qui existent sur les distributions angulaires de neutrons émis.

### • L'évaporation de neutrons :

L'émission de neutron est séquentielle. Dans le centre de masse de chacune des sources, les neutrons sont émis de façon isotrope, et leur distribution en énergie satisfait à la distribution de Maxwell. Ainsi, à chaque émission de neutron, on tire aléatoirement une énergie cinétique selon une distribution de probabilité Maxwellienne dépendant de la température du noyau émetteur :

$$P(E_{cin}^{neut}) \propto \frac{E_{cin}^{neut}}{T^2} \exp\left(-\frac{E_{cin}^{neut}}{T}\right) \quad (1)$$

La température est calculée en fonction de l'énergie d'excitation de la source  $E_{exc}^i$  lors de sa  $i^{ième}$  émission de neutron selon :

$$T = \sqrt{\frac{E_{exc}^i}{a}} \quad (2)$$

avec le paramètre de densité de niveau  $a = A/10.MeV^{-1}$ .

L'énergie cinétique des neutrons est ainsi calculée dans le centre de masse du noyau. Connaissant la vitesse et la direction de celui-ci, on en déduit l'énergie cinétique et la direction des neutrons émis dans le laboratoire.

Puis, on calcule l'énergie d'excitation restante de la source :

$$E_{exc}^{i+1} = E_{exc}^i - B_i - E_{cin}^{neut} \quad (3)$$

$B_i$  est ici l'énergie de liaison du neutron, dépendant du noyau source, et  $E_{cin}^{neut}$  l'énergie cinétique du neutron dans le centre de masse de la source tirée avec la probabilité donnée par l'équation (1). On calcule ensuite la nouvelle température du noyau, et ainsi de suite jusqu'à ce que la multiplicité demandée en entrée du code soit atteinte, ou jusqu'à ce qu'il n'y ait plus assez d'énergie d'excitation pour émettre un nouveau neutron.

## • Caractéristiques des noyaux émetteurs :

Notre simulation ne traite que la fission des noyaux et pas la quasi-fission. Connaissant l'énergie incidente du projectile de 324 MeV dans le laboratoire et s'aidant des tables d'excès de masse [Kou95, Lir01, Mye94, Mye96, Möl95], on calcule l'énergie d'excitation du noyau composé. Nous prendrons la valeur moyenne des énergies données par les 5 tables d'excès de masse utilisées, cette valeur moyenne est de : 42.4 MeV. On calcule alors la température du noyau composé et la séquence de neutrons de pré-scission émis par ce noyau. Le programme ne prend pas en compte la compétition entre fission et évaporation de neutrons par le noyau composé. Celui-ci va donc évaporer tous les neutrons que son énergie d'excitation lui permet d'émettre. Cependant, une condition nécessaire pour que le noyau source évapore un neutron est qu'il ait une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de liaison du neutron. L'émission de neutrons de pré-scission s'arrête donc.

Une fois terminée la séquence d'émission de neutrons de pré-scission, le code décrit alors la fission du noyau composé. Les masses et les vitesses des fragments sont tirées des données expérimentales. Pour obtenir la charge des fragments, on suppose que le rapport  $Z/M$  est constant, égal à celui obtenu en fin d'évaporation du noyau composé. L'énergie d'excitation des fragments lors de leur formation se calcule événement par événement, selon le bilan d'énergie de la réaction de fission :

$$E_{exc}^f = E_{exc}^{NF} + Q_{fis} - TKE \quad (4)$$

L'énergie totale après la fission comprend donc l'énergie d'excitation  $E_{exc}^{NF}$  du noyau fissionnant après évaporation des neutrons de pré-scission et la chaleur de la réaction de fission  $Q_{fis}$  qui dépend des fragments formés. Une partie de cette énergie se transforme en énergie cinétique des fragments  $TKE$  (*total kinetic energy*), en raison de la répulsion Coulombienne des fragments chargés formés lors de la fission. Le reste constitue l'énergie d'excitation totale des fragments.

Nous pouvons alors calculer l'énergie d'excitation de chacun des fragments, en supposant qu'ils ont la même température, ce qui implique que nous allons répartir l'énergie d'excitation totale proportionnellement à la masse des fragments:

$$E_{exc}^{fi} = \frac{M_{fi}}{M_{f1} + M_{f2}} E_{exc}^f \quad (5)$$

L'évaporation de post-scission s'arrêtera, comme pour l'émission de neutrons de pré-scission, lorsque l'énergie disponible dans les fragments ne permet plus l'émission de neutron. L'énergie d'excitation restante est alors évacuée par émission de  $\gamma$ , ce qui est supposé ne pas modifier les caractéristiques cinétiques des fragments. Ce sont des fragments froids que l'on détecte dans notre expérience. En effet, le temps de vol qui les sépare de la première galette des télescopes est de l'ordre de plusieurs nano-secondes, alors que les temps d'émission de particules sont autour de  $10^{-18}$  à  $10^{-22}$  seconde et la désexcitation  $\gamma$  peut atteindre la nano-seconde. Les fragments ont donc le temps de se refroidir complètement avant leur détection.

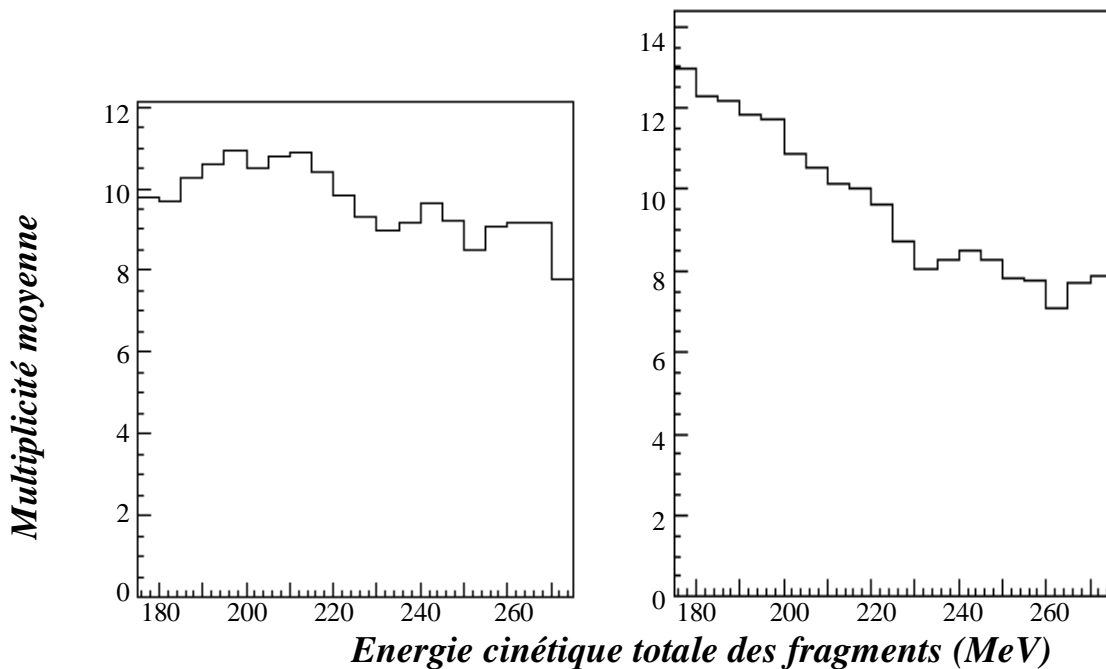
Cette simulation Monte-Carlo permet ainsi d'obtenir les multiplicités de neutrons émis en fonction des caractéristiques des événements, c'est à dire des masses et de l'énergie cinétique des fragments de fission. Elle permet également d'obtenir les distributions angulaires des neutrons et leur spectre en énergie. L'évaporation étant séquentielle, cette simulation décrit le comportement des noyaux émetteurs en tenant compte des pertes d'énergie à chaque émission de neutron.

### III. Résultats de la simulation :

Nous avons testé ce code de simulation sur les observables liées aux multiplicités par rapport aux caractéristiques des fragments de fission, afin de nous assurer de sa validité. Dans ce paragraphe, nous allons comparer les observables expérimentales aux résultats de la simulation. Cette étude porte sur les événements de quasi-fission et sur les événements de partition symétrique (contours 1 et 2 de la figure III.1).

- **Spectres en multiplicité de neutrons émis :**

Les figures ci-dessous montrent la multiplicité moyenne en fonction de l'énergie cinétique des fragments. La figure de gauche correspond aux données expérimentales, celle de droite aux résultats du code de simulation.



*Figure III.9 : Multiplicité moyenne en fonction de l'énergie cinétique des fragments de quasi-fission pour les données expérimentales à gauche et simulées à droite*

Le spectre simulé montre une forte dépendance de la multiplicité par rapport à l'énergie cinétique : plus l'énergie cinétique des fragments est grande, et plus leur énergie d'excitation sera faible, donc moins ils émettront de neutrons. On peut remarquer que cette dépendance est moins importante dans les données expérimentales, en particulier pour les faibles énergies cinétiques. Par contre, nous observons une multiplicité plus importante autour de 250 MeV dans les données expérimentales et dans nos simulations. En fait, à part quelques fluctuations sur les énergies cinétiques des neutrons émis et la variation de l'énergie de séparation d'un neutron au cours de l'évaporation, la multiplicité d'un événement varie linéairement avec l'énergie d'excitation totale de la réaction. Nous allons donc vérifier cette dépendance.

L'énergie d'excitation totale libérée pour former les fragments de fission détectés est calculée selon le bilan d'énergie :

$$E_{tot}^* = E_{cm} - TKE + \Delta M_{Fe} + \Delta M_{Pu} - \Delta M_{fgt1} - \Delta M_{fgt2} \quad (6)$$

Le spectre de la figure III.10 montre la dépendance de l'énergie d'excitation totale en fonction de l'énergie cinétique des fragments. Nous pouvons observer à nouveau une singularité autour de 250 MeV d'énergie cinétique. L'énergie d'excitation augmente de façon non négligeable pour cette énergie cinétique, ce qui explique l'augmentation de la multiplicité de neutrons émis.

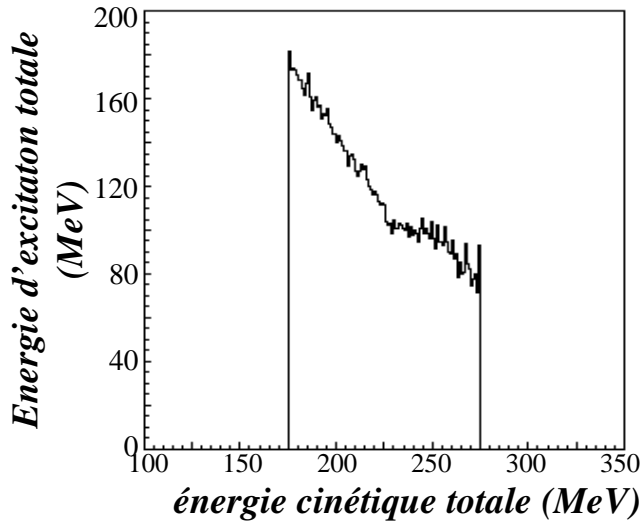


Figure III.10 : Spectre calculé de l'énergie d'excitation totale en fonction de l'énergie cinétique des fragments de fission.

Nous allons expliquer l'origine d'une telle augmentation de l'énergie d'excitation. L'énergie libérée lors des réactions de quasi-fission varie selon la masse des différents fragments créés. Plus les fragments sont symétriques, plus l'énergie d'excitation est grande, car le Q de fission augmente, l'énergie cinétique des fragments également, mais le bilan énergétique reste plus exothermique pour des scission symétriques. Or la population de fragments symétriques est plus importante aux grandes énergies cinétiques, puisque la répulsion coulombienne est plus forte pour ces fragments-là. C'est cet effet que l'on voit apparaître autour de 250 MeV d'énergie cinétique des fragments de fission. Nous avons calculé événement par événement, à l'aide des tables d'excès de masses de Möller *et al.* [Möl95], les barrières de fission conduisant à la formation des fragments détectés à partir du noyau fissionnant, ainsi que l'énergie d'excitation totale.

Le calcul de la chaleur de réaction de fission a été fait selon la formule suivante:

$$Q_{fission} = \Delta M_{fgt1} + \Delta M_{fgt2} - \Delta M_{NF} \quad (7)$$

où  $\Delta M$  correspond à l'excès de masse respectivement des fragments et du noyau fissionnant. Pour la figure, nous avons choisi le cas où aucun neutron de pré-scission n'est émis, si bien que  $\Delta M_{NF}$  correspond à  $\Delta M_{NC}$ , l'excès de masse du noyau composé.

Les résultats de ces calculs sont présentés sur les figures III.11.

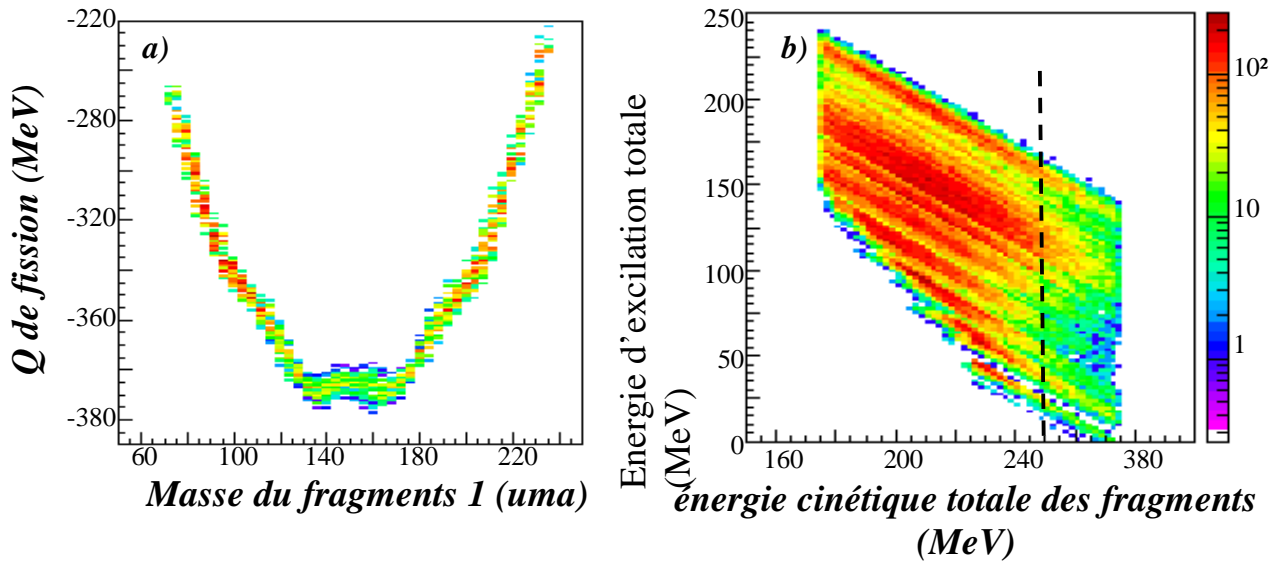


Figure III.11 : **a)** Distribution bidimensionnelle du  $Q$  de fission des noyaux détectés, calculée à partir des données expérimentales et des tables d'excès de masses, en fonction de la masse du fragment 1. **b)** Distribution de l'énergie d'excitation totale en fonction de l'énergie cinétique totale de chaque événement.

La première figure montre que le  $Q$  de fission est très faible puisqu'il prend des valeurs allant jusqu'à  $-375$  MeV. L'énergie libérée est donc très importante au moment de la fission et l'on s'attend à ce que les fragments aient une température plus importante que le noyau composé, malgré l'énergie cinétique qu'ils emportent. On peut remarquer également que cette énergie libérée sera plus importante pour la scission symétrique. La seconde figure donne l'énergie d'excitation totale des événements en fonction de l'énergie cinétique des fragments. Cette figure révèle des zones de linéarité entre l'énergie d'excitation et l'énergie cinétique, correspondent aux fragments d'asymétrie de masse constante. En effet, le  $Q$  de fission est constant pour une asymétrie de masse donnée et l'énergie d'excitation est alors complémentaire à l'énergie cinétique. De plus, les lignes de plus grande énergie d'excitation correspondent aux événements de scission symétrique, puisque le  $Q$  de fission est alors le plus faible. On se rend compte, en particulier autour de 250 MeV (trait pointillé), que la proportion de scission symétrique devient grande. C'est ce qui explique l'augmentation de la valeur moyenne de l'énergie d'excitation à cette énergie-là, ainsi que de la multiplicité montrée sur la figure III.9.

Nous avons ainsi pu expliquer la singularité de la multiplicité de neutrons autour de 250 MeV d'énergie cinétique des fragments, cependant, le spectre de la figure III.10 montre que l'énergie d'excitation varie linéairement avec les faibles énergies cinétiques, ce qui n'est pas le cas de la multiplicité de neutrons dans les données expérimentales (figure III.9).

Afin d'éclaircir cette différence entre simulations et données expérimentales, nous avons comparé les multiplicités moyennes en fonction de l'énergie totale d'excitation.

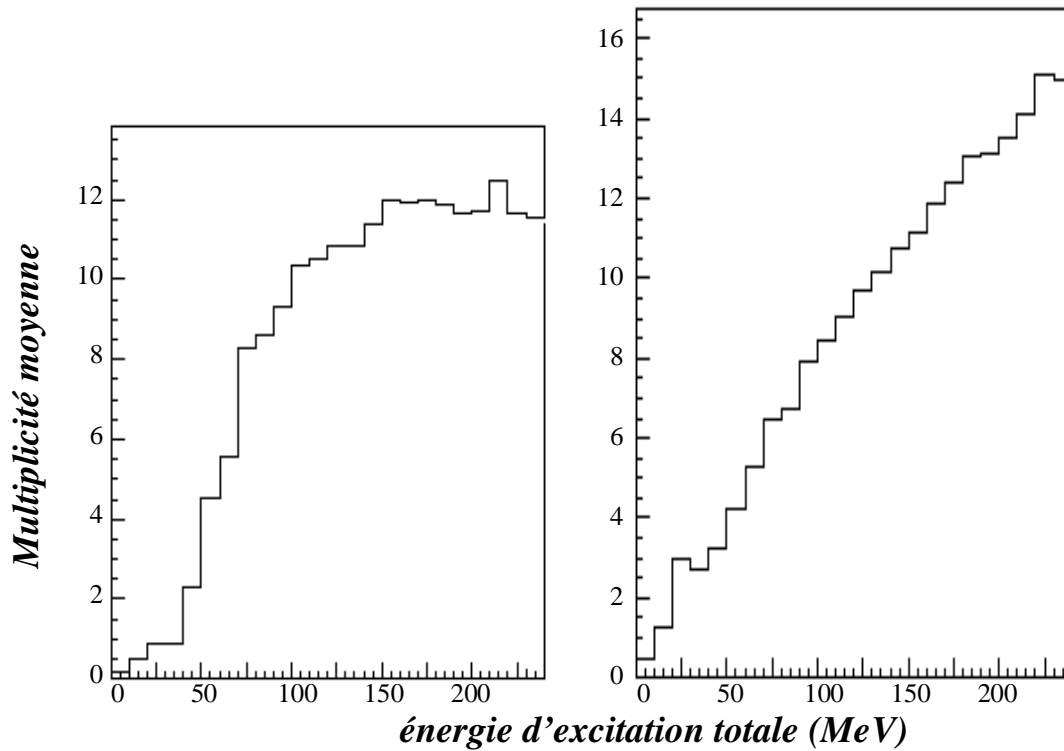


Figure III.12 : Spectres expérimental (à gauche) et simulé (à droite) de la multiplicité moyenne en fonction de l'énergie d'excitation totale

Le spectre simulé montre bien la dépendance de la multiplicité par rapport à l'énergie d'excitation, qui est quasiment linéaire. La courbure qui apparaît pour les grandes multiplicités s'explique par le fait que plus un noyau émet de neutrons, et plus les neutrons restants sont liés, puisque les noyaux fils seront de plus en plus déficients en neutrons. On se rend compte que cet effet est faible, puisque la multiplicité simulée est presque linéaire par rapport à l'énergie d'excitation. Ce n'est pas le cas des données expérimentales. On constate en effet que la multiplicité de neutrons expérimentale sature autour de 11 neutrons pour les énergies d'excitation supérieures à 150 MeV environ. Or cette énergie d'excitation, calculée à l'aide de la table d'excès de masses de Möller [Möl95] est assez grande pour évaporer jusqu'à 15 neutrons de multiplicité totale. On va donc chercher à expliquer une telle différence.

On sait qu'une partie de l'énergie d'excitation est évaporée par émission de particules  $\gamma$ , mais cet argument n'explique pas la saturation de l'émission de neutrons pour les grandes énergies d'excitation. Les particules  $\gamma$  sont émises en fin de désexcitation, lorsque le noyau n'a plus assez d'énergie pour briser la liaison de son neutron le moins lié. Ceci est notamment dû au fait que les temps de vie des processus électromagnétiques (autour de  $10^{-18}$  s) sont considérablement plus longs que ceux associés aux processus nucléaires (autour de  $10^{-22}$  s).



- **L'émission de particules chargées :**

La multiplicité expérimentale sature à partir de 150 MeV d'énergie d'excitation totale. On peut alors penser que la différence avec les simulations vient du fait que l'énergie d'excitation n'est pas seulement dissipée par émission de neutrons, mais aussi par émission d'autres particules, en particulier les protons. En effet, les protons d'un noyau ont plus de difficulté que les neutrons pour s'échapper du noyau, car ils doivent passer au dessus de la barrière Coulombienne qui les retient. Cependant, si l'énergie d'excitation devient assez grande, l'agitation des nucléons va permettre à un certain nombre de protons de passer la barrière, et de participer au refroidissement du noyau. Il peut en être de même pour d'autres particules chargées (alpha, d,...). Nous avons testé cette hypothèse afin de vérifier si la compétition entre émission de particules chargées et émission de neutrons pouvait expliquer la saturation expérimentale de la multiplicité de neutrons.

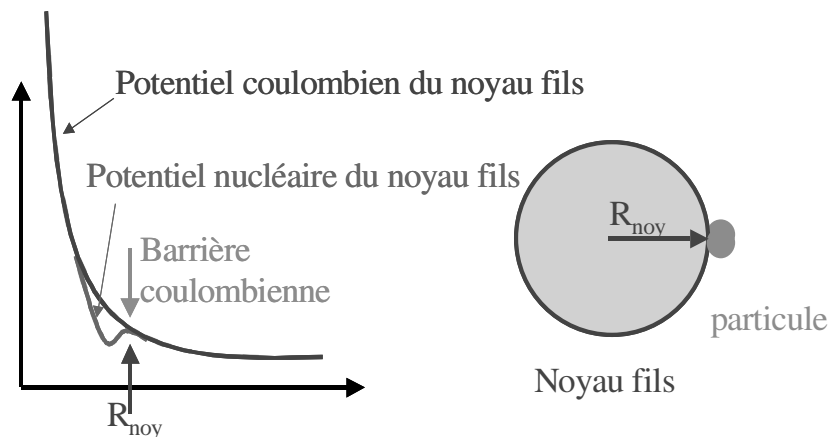
C'est le spectre de la figure III.13, pour lequel les différentes sources émettent des particules (neutron, proton ou alpha), avec une probabilité pour chacune dépendant du noyau source, jusqu'au refroidissement complet de celui-ci. Les probabilités relatives d'émission des particules s'expriment en fonction de leurs énergies de liaison et de la hauteur de la barrière Coulombienne pour les particules chargées suivant la relation :

$$\frac{P_{part}}{\sum_{part=n,p,\alpha} P_{part}} = \frac{gM_{part} \exp\left(2\sqrt{a(E_{exc}^{source} - B_{part})}\right)}{\sum_{part=n,p,\alpha} gM_{part} \exp\left(2\sqrt{a(E_{exc}^{source} - B_{part})}\right)}$$

$$B_{part} = Q_{évap} + B_{part}^{Coul}$$

où  $E_{exc}^{source}$  est l'énergie d'excitation de la source d'émission,  $B_{part}$  est l'énergie de liaison nécessaire pour passer du noyau de départ au noyau fils noté  $Q_{évap}$ , auquel on rajoute la barrière Coulombienne  $B_{part}^{Coul}$  que doit franchir la particule pour sortir du noyau. Cette barrière est estimée comme étant la hauteur de la répulsion coulombienne du noyau fils sur la particule à la surface du noyau :

$$B_{part}^{Coul} = \frac{Z_{noyfil} Z_{part}}{r_0 (A_{noyfil}^{1/3} + A_{part}^{1/3})} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad \text{où : } r_0 = 1.7 \text{ fm}$$



En réalité, pour tenir compte de la diffusivité de la surface des fragments de fission, nous adaptons la formule précédente selon le modèle de Furihata [Fur01]. Ce modèle GEM (Generalized Evaporation Model) est un modèle phénoménologique tenant compte dans ses paramètres à la fois de la nature de la particule évaporée, et de la charge du fragment de fission. Les valeurs des paramètres que nous avons utilisés sont présentées dans le tableau ci-contre.

La barrière coulombienne devient alors :

$$B_{part}^{Coul} = k \frac{Z_{noyfs} Z_{part}}{r_0 A_{noyfs}^{1/3} + R_{part}} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

	<i>proton</i>	<i>alpha</i>
<i>k</i>	0.68	0.93
<i>R<sub>part</sub> (fm)</i>	0	1.2

Nous obtenons la nouvelle multiplicité moyenne de neutrons émis en fonction de l'énergie d'excitation et en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments de fission :

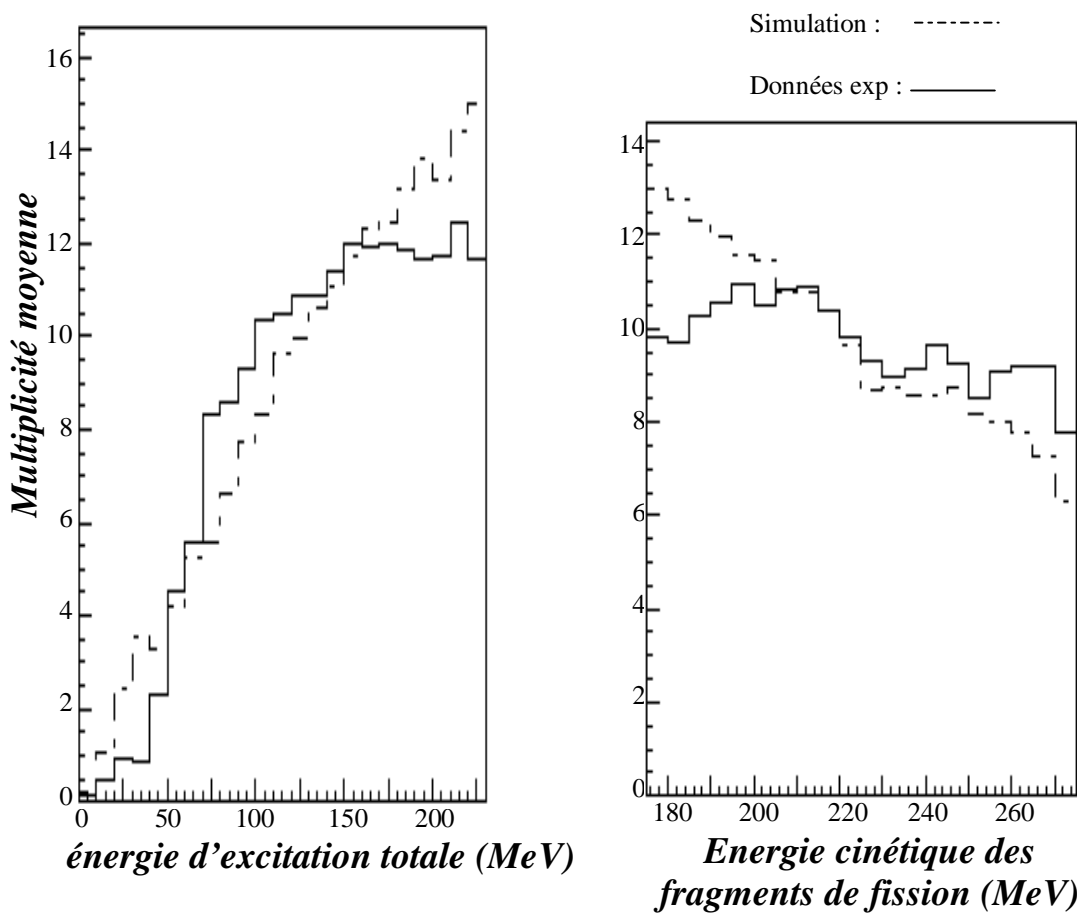


Figure III.13 : Spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillés) des multiplicités moyennes de neutrons émis, tenant compte de l'émission de particules chargées (protons,  $\alpha$ )

On constate que l'émission de particules chargées ne diminue pas de façon importante la multiplicité de neutrons émis. Il semble donc, selon les calculs de notre simulation que les noyaux n'émettent que peu de particules chargées lors de leur désexcitation. Cependant, le programme de simulation reproduit de manière assez satisfaisante les données et nous allons pouvoir l'utiliser afin d'étudier les caractéristiques des noyaux produits au cours de notre expérience.

- **Temps de thermalisation :**

Nous allons à présent étudier la thermalisation du système dinucléaire lors des différentes réactions. On peut imaginer en effet que lors du contact entre les noyaux, l'énergie d'excitation qui provient de l'amortissement du mouvement relatif va plus ou moins se répartir entre les deux partenaires, selon la longueur du temps de contact entre les fragments. L'observable qui va nous être utile pour cette étude est alors le rapport de la multiplicité de neutrons de chaque fragment après la scission avec son énergie d'excitation. Si le système n'a pas eu le temps de se thermaliser complètement, celui des deux fragments qui aura la plus faible température émettra - proportionnellement à sa masse - moins de neutrons que l'autre. On cherche ainsi à savoir si le temps de thermalisation peut permettre de distinguer entre les réactions de fusion-fission et de quasi-fission.

Nous avons donc sélectionné les détecteurs DEMON se trouvant dans la direction du bras 1 de CORSET, afin de mesurer au mieux la multiplicité de neutrons issus du fragment 1. La figure III.14 montre la moyenne de la multiplicité de neutrons émis dans les détecteurs sélectionnés divisée par l'énergie d'excitation du fragment en fonction de sa masse. Nous avons repris notre programme de simulation (explicité dans les paragraphes I et II de ce chapitre) et nous l'avons fait tourner avec 500000 événements afin de comparer les résultats au spectre expérimental. Ce programme tient compte du filtre expérimental.

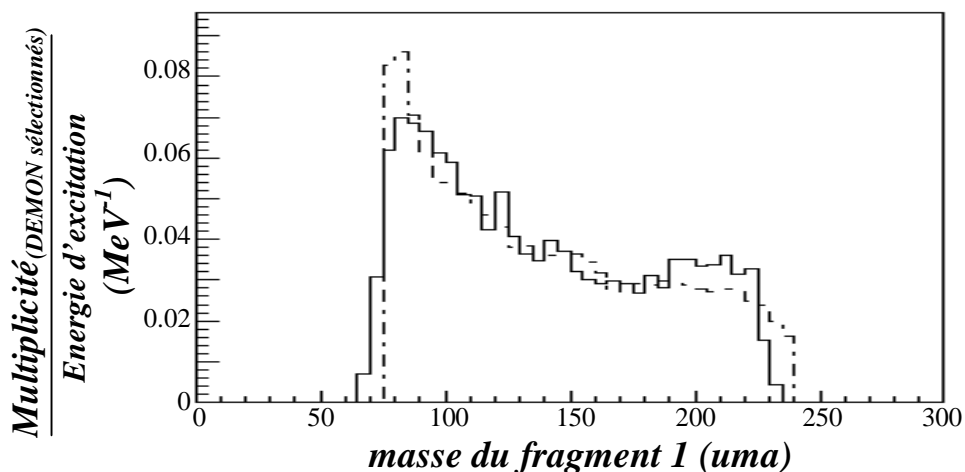


Figure III.14 : Spectres du rapport de la multiplicité attribuée au fragment 1 sur son énergie d'excitation, en fonction de la masse de ce même fragment. En trait plein est représenté le spectre expérimental, en pointillé le spectre simulé.

On constate un très bon accord entre ces deux spectres. Or, notre programme de simulation suppose que les fragments de fission scissionnent tous deux à la même température, c'est à dire que le système dinucléaire est toujours thermalisé au moment de la séparation des fragments. Les mesures expérimentales, correspondant aux résultats simulés, laissent donc penser que l'hypothèse de thermalisation est bonne. L'adéquation entre résultats expérimentaux et simulés est bonne autant pour des masses symétriques qu'asymétriques, ce qui signifie que la thermalisation a lieu pour les réactions de quasi-fission, autant que pour celles de fusion-fission. Une telle étude des temps d'équilibration des différents degrés de liberté a déjà été menée [Pet80], conduisant à la même conclusion : l'équilibration de l'énergie d'excitation, très rapide (autour de  $10^{-22}$  s), ne permet pas de distinguer les réactions de fusion-fission des réactions de quasi-fission.

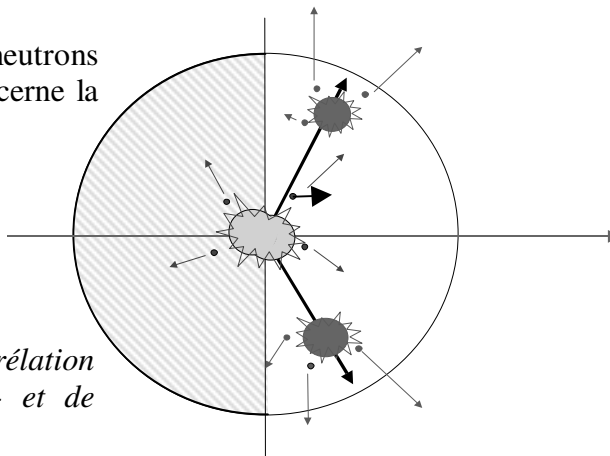
## IV. Etude des singularités dans la distribution en masse des fragments de fission

Les études récentes, tant théoriques qu'expérimentales, concernant les noyaux superlourds ont montré combien les effets de couches étaient importants, et pouvaient jouer sur la stabilité des noyaux composés et sur les sections efficaces de production des résidus d'évaporation. On sait en effet que le modèle de la goutte liquide prédit l'annulation de la barrière de fission pour les noyaux de charge supérieure à  $Z=106$ . Seuls les effets de couche permettent à ces noyaux d'exister. Les études expérimentales dans ce domaine concernent des réactions de fusion « froide », pour lesquelles l'énergie d'excitation du noyau composé reste modeste, autour de 10-20 MeV, ou des réactions de fusion « chaude », autour de 30-40 MeV. L'une des questions qui se pose alors est de savoir si les effets de couches, qui décident de l'existence du noyau composé, persistent alors que ce noyau est formé avec une énergie d'excitation au dessus de 30 MeV. Plusieurs expériences [Pya01,Trz02] se sont intéressées aux réactions de fusion-fission formant un noyau composé de 40 à 70 MeV. Ces expériences ont révélé des singularités dans la distribution de masse des fragments de fission, laissant supposer que les effets de couches existent dans le noyau composé ou les fragments de fission au moment de la fission du noyau super-lourd.

- **La distribution en masse des fragments de fission et de quasi-fission :**

Nous avons mené une étude similaire sur les données expérimentales de notre système afin de vérifier si l'on retrouve de telles singularités dans les distributions en masse des fragments de fission et surtout de quasi-fission, les plus nombreux dans notre cas. Suivant les analyses faites lors des expériences précédentes [Pya01,Trz02], nous avons sélectionné les événements pour lesquels au moins un neutron a été détecté vers l'arrière. Les neutrons émis vers l'arrière ont en effet beaucoup plus de chance d'avoir été évaporés par le noyau composé avant sa scission puisque, comme nous l'avons déjà noté, les neutrons émis par les fragments de fission sont entraînés dans leur direction, aux angles  $60^\circ$  de part et d'autre du faisceau (figure III.15).

La sélection sur les neutrons émis vers l'arrière concerne la partie hachurée



*Figure III.15 : schéma de la corrélation angulaire des neutrons de pré- et de post-scission*

Cette sélection permet a priori de sélectionner des événements pour lesquels le système di-nucléaire s'est au moins partiellement désexcité avant de se reséparer. Puisqu'il a commencé à se refroidir, le système peut être plus sensible aux effets de couches microscopiques. La distribution en masse des fragments obtenue avec cette sélection pour la réaction :  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow$   $^{110}$  278 à 243 MeV d'énergie incidente [Pya01] est présentée sur la figure ci-dessous :

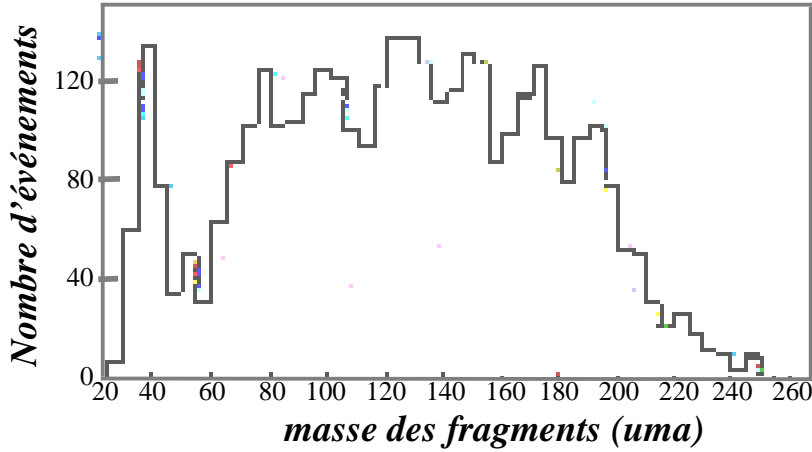


Figure III.16 : Distribution en masse des fragments en coïncidence avec au moins un neutron vers l'arrière pour le système :  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow$   $^{110}$  278 à 243 MeV d'énergie incidente [Pya01].

Les distributions en masse obtenues avec et sans cette sélection pour notre système sont données sur la figure III.17.

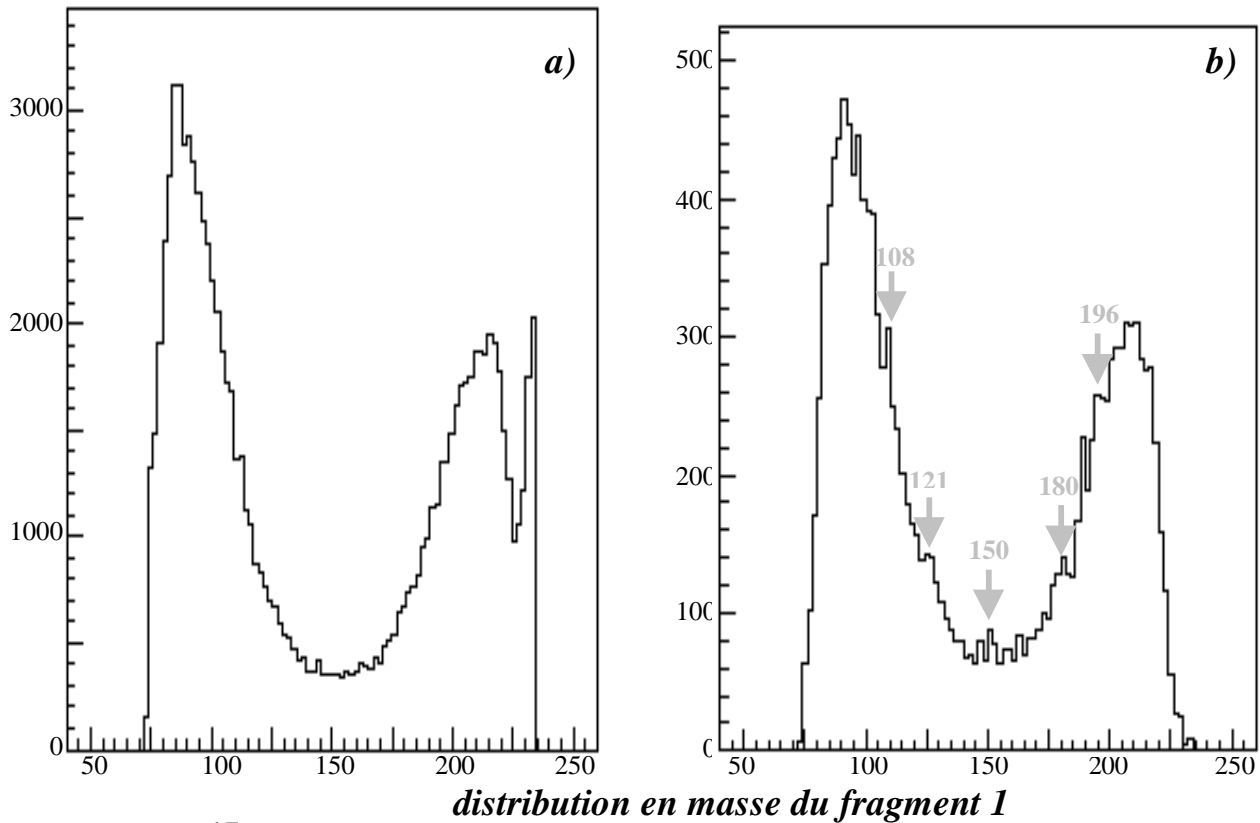


Figure III.17 :

- a) Spectre de la distribution en masse du fragment détecté dans le bras 1 de CORSET.
- b) Le même spectre corrélé à la détection d'au moins un neutron émis vers l'arrière.

On peut remarquer que sur le spectre brut, la distribution en masse des fragments est lisse. Elle comporte deux larges bosses correspondant principalement à la quasi-fission. Les événements de scission symétrique, au centre, sont attribués aux événements de fusion-fission et aux traînes de quasi-fission. Le pic de droite correspond au début du pic de transfert quasi-élastique pour lequel le noyau de Plutonium après avoir transféré quelques nucléons, est détecté dans le bras 1 de CORSET. Nous constatons, comme pour les expériences précédentes [Pya01, Trz02], que la distribution en masse des fragments sous la condition de détection d'au moins un neutron émis vers l'arrière semble avoir une structure particulière. Cependant, nous pouvons également remarquer que dans notre système beaucoup plus lourd, le processus dominant est la quasi-fission. En effet, lorsque l'on sélectionne les événements de grande multiplicité arrière c'est à dire les processus lents, la distribution en masse des fragments reste largement asymétrique, alors que pour les systèmes plus légers, cette sélection favorise les fragments de masses symétriques, issus de fusions.

La statistique de la distribution en masse n'est pas très importante avec la sélection choisie, cependant, ces singularités se retrouvent aux mêmes masses (108, 121, 150, 180, 196), indépendamment du couple de détecteurs de fragments pris en compte.

Nous cherchons donc à comprendre d'où viennent ces singularités dans la distribution en masse des fragments. Elles peuvent être attribuées à des modes de fission, ou à des vibrations collectives du système di-nucléaire. Ces modes de vibration ont été mis en évidence dans les réactions de fusion-fission pour le noyau composé. La question est de savoir si le même effet a lieu également au sein du système di-nucléaire, influençant alors la masse des fragments de quasi-fission. Dans les cas où la fusion a lieu, le noyau composé excité franchit le point selle et avant sa séparation en deux fragments distincts, il peut vibrer selon des modes monopolaires ou quadripolaires pouvant influencer l'asymétrie en masse des fragments de fission. Les modes de fission dépendent des formes accessibles au système : lorsque le système change de forme vers la fission (élongation), le potentiel qu'il subit dépend de son asymétrie de masse et de sa déformation. Le système di-nucléaire va suivre les minima locaux de l'énergie potentielle dus à la forme du système et aux effets de couche dans les fragments en formation. Ces modes de fission ont déjà été mis en évidence en particulier pour la fission spontanée, et pour la fission induite par neutrons ou protons thermiques. Dans ces cas, le noyau composé est froid lors de sa formation, donc très sensible aux effets de couche. M. C. Duijvestijn, A. J. Koning et F.-J. Hambsch [Dui01] ont montré que la distinction entre les différents modes de fission disparaît en même temps que les effets de couche lorsque l'énergie d'excitation devient grande devant l'énergie d'amortissement des effets de couches, entre 6 et 12 MeV.

Si les effets de couche ont disparu à 40 MeV d'énergie d'excitation dans le système di-nucléaire, il reste à comprendre pourquoi la distribution en masse des fragments de fission fait apparaître des singularités. Nous avons vu que le programme de simulation reproduisait les données expérimentales. Nous avons donc étudié la distribution en masse des fragments de fission avec notre simulation, afin de voir ce qui est à l'origine des singularités mises en évidence dans les données. Pour cette étude, nous avons tenu compte dans notre simulation du filtre expérimental, afin de pouvoir effectuer les mêmes sélections sur la détection des neutrons que celles faites sur les données expérimentales.

Nous partons de la distribution expérimentale en masse des fragments de fission (cf. figure III.17.a)), à laquelle nous ajoutons un lissage par une variable aléatoire, ce qui donne la figure III.18.a). Cette distribution ne présente pas de singularité. On va pouvoir calculer l'évaporation théorique à l'aide de notre code de simulation. On suppose que le noyau composé est formé. On connaît son énergie d'excitation, de 42.4 MeV, avec les tables d'excès de masse. Le programme de simulation calcule alors l'évaporation de ce noyau composé en fonction de l'énergie d'excitation disponible et des différentes énergies de séparation des particules. Le fait de passer par cette étape surestime l'évaporation de pré-scission puisque l'on interdit la fission du noyau composé tant que celui-ci peut émettre des neutrons. Nous verrons dans la suite que les conclusions de cette étude ne sont pas affectées par cette surestimation de la multiplicité de pré-scission. Après la scission du système, le code calcule les énergies de séparation des différentes particules ainsi que leurs probabilités d'être émises par les fragments, ceci jusqu'à leur refroidissement complet. On peut créer ainsi la distribution en masse des fragments de fission froids, après l'évaporation de particules et en tenant compte des mêmes sélections que celles que nous avons faites sur les données expérimentales.

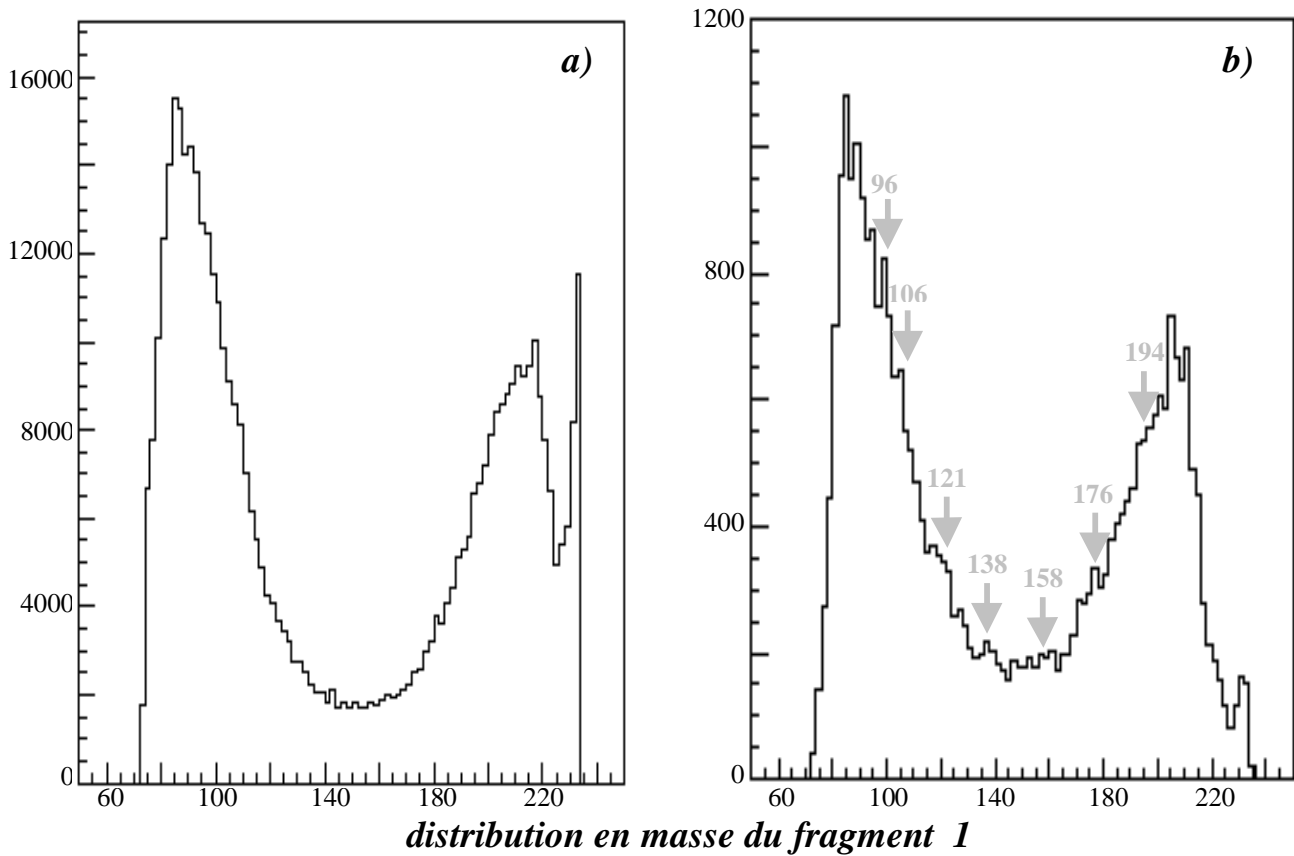


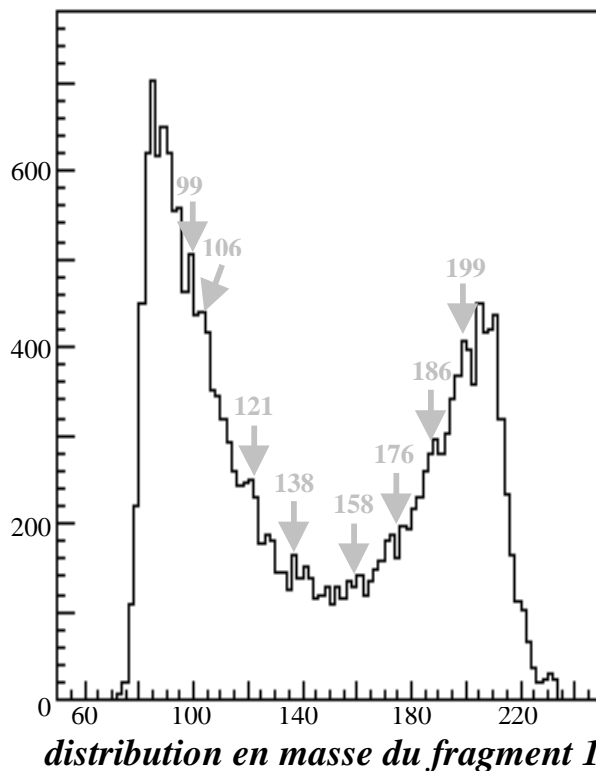
Figure III.18 : Distribution en masse du fragment de fission détecté dans le bras 1 de CORSET.

a) Distribution expérimentale lissée par une variable aléatoire

b) Distribution simulée après l'évaporation de particules en coïncidence avec deux neutrons détectés vers l'arrière.

Les spectres de la figure III.18 ont été réalisés avec beaucoup plus d'événements que les données expérimentales afin de s'affranchir des erreurs statistiques. La simulation calcule en effet de façon aléatoire la direction des neutrons (isotrope dans le centre de masse de leur source) et leur énergie cinétique (dans la Maxwellienne dépendant de la température du noyau émetteur). On peut constater qu'après le calcul d'évaporation de particules et en sélectionnant les fragments en coïncidence avec au moins deux neutrons détectés vers l'arrière, la distribution en masse des fragments de fission révèle des singularités. Les effets pouvant expliquer l'apparition de ces structures dans les distributions simulées sont liés pour une part à la stabilité des noyaux formés au cours de l'évaporation, stabilité due à la présence de couches fermées en neutrons ou protons dans ces noyaux. Les noyaux stables, en effet, nécessitent une énergie de séparation plus importante que les autres noyaux pour émettre une particule, si bien que lorsqu'ils sont formés, ils ont moins de chance que les autres d'avoir suffisamment d'énergie pour continuer leur évaporation. Et d'autre part, l'effet de la sélection faite sur les événements est important, puisque le fait de choisir les événements en coïncidence avec deux neutrons détectés favorise la sélection d'événements de grande énergie d'excitation, émettant beaucoup de neutrons. Alors les fissions les plus exothermiques, conduisant à la formation des fragments les plus stables, contribuent à la distribution obtenue.

Nous pouvons donc supposer que les structures qui apparaissent dans la distribution en masse des fragments ne viennent pas de l'influence des nombres magiques dans les fragments en formation au moment de la scission du système, puisque la simulation n'en tient pas compte et fait malgré tout apparaître des structures similaires. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons tracé la distribution expérimentale en masse des fragments pour les événements en coïncidence avec au moins deux neutrons émis vers l'avant. En effet, la sélection d'un seul neutron vers l'avant ne présente pas de structure, car ceux-ci étant beaucoup plus nombreux, la sélection ne serait pas probante. Cette distribution est présentée sur la figure III.19.



*Figure III.19 : Spectre expérimental de la distribution en masse du fragment détecté dans le bras 1 de CORSET corrélé à la détection d'au moins deux neutrons émis vers l'avant.*



On constate que ce spectre présente les mêmes singularités que les spectres précédents. Il semble donc que la distribution en masse des fragments soit sensible non pas aux effets de couche des fragments en formation au moment de la scission, mais aux caractéristiques des noyaux finaux. On constate en effet que la sélection des neutrons émis vers l'avant ou vers l'arrière ne modifie pas les structures qui apparaissent, cette sélection ne favorise pas les neutrons de pré ou de post-scission.

On ne peut cependant pas comparer directement les distributions de masse obtenues par la simulation aux distributions expérimentales. L'évaporation de particules n'est en effet pas prise en compte dans le calcul de la masse des fragments pour les données expérimentales, puisque l'on considère que les réactions sont binaires. Afin de prendre en compte l'effet moyen de l'évaporation sur les distributions expérimentales, nous avons calculé la perte de masse moyenne due à l'émission de particules en fonction de l'énergie d'excitation disponible dans le noyau. La distribution qui en résulte est donnée figure III.20.

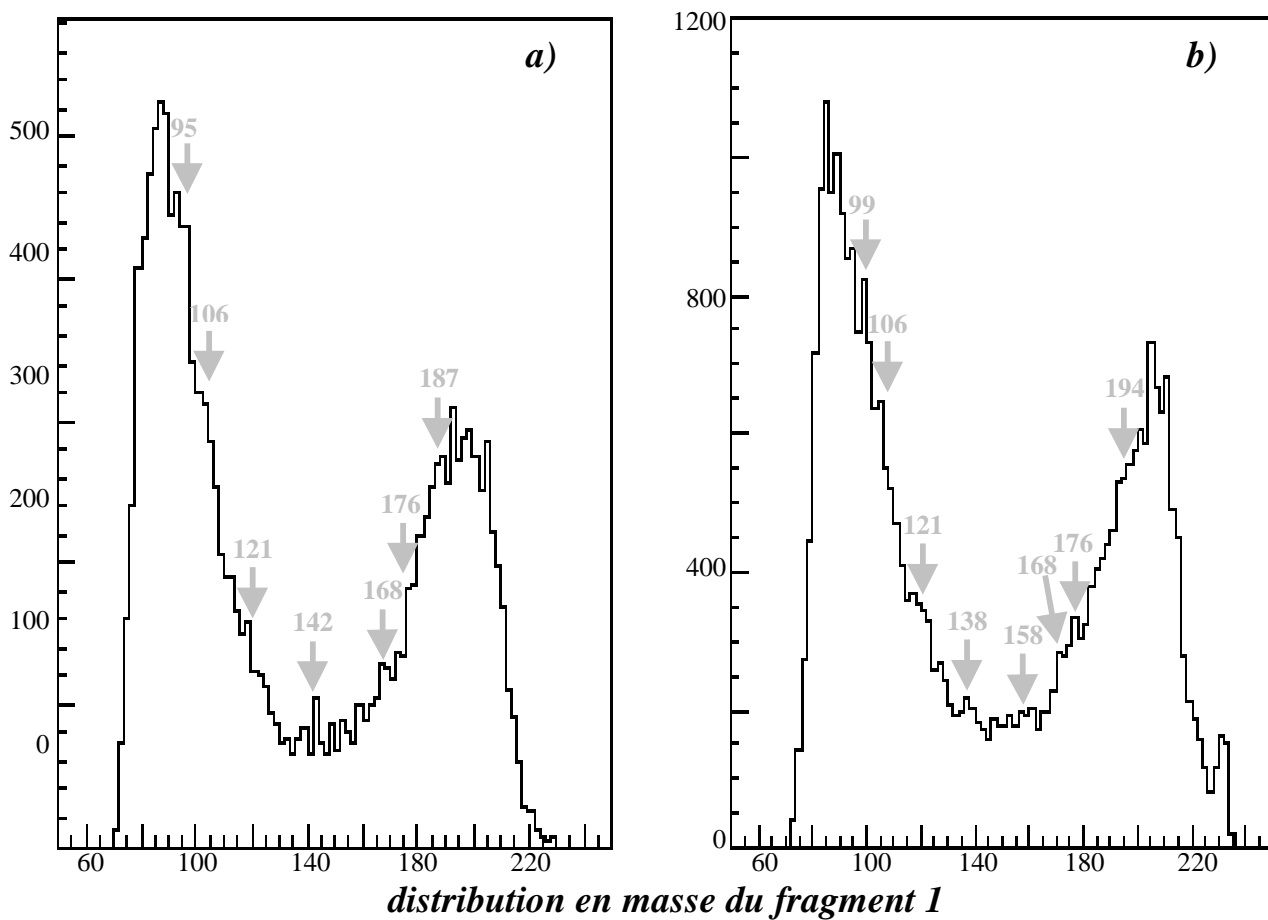


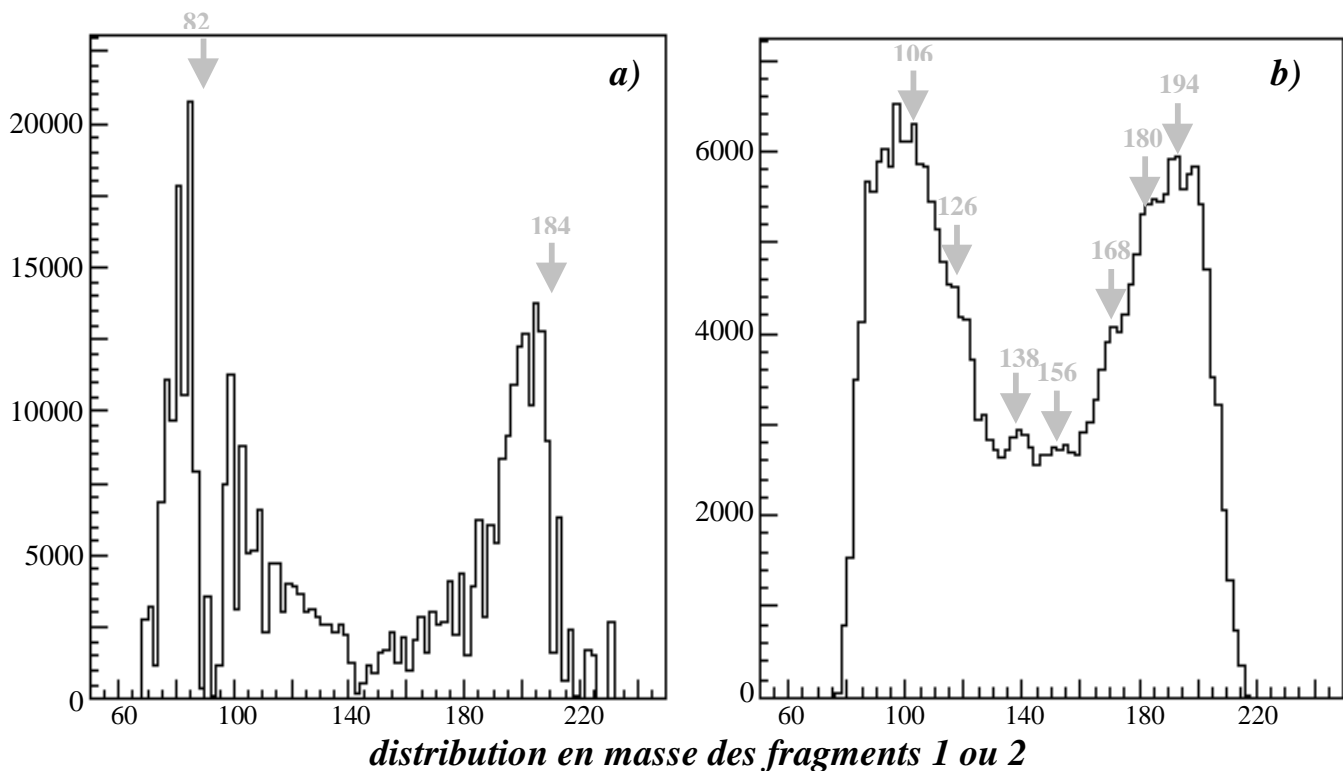
Figure III.20 : **a)** Distribution *expérimentale* de la masse des fragments en coïncidence avec un neutrons détecté vers l'arrière et corrigée des pertes de masse moyennes due à l'évaporation.

**b)** Distribution simulée après l'évaporation de particules en coïncidence avec deux neutrons détectés vers l'arrière ( figure III.19.a)).

Nous constatons que le calcul moyen de perte de masse dû à l'évaporation de particules fait légèrement disparaître les singularités dans les données expérimentales, mais la structure générale de la distribution est respectée. En particulier, nous pouvons constater que les singularités se retrouvent sur les mêmes masses dans les simulations et dans les données expérimentales. A présent, nous allons voir quels sont les effets dans la simulation, qui font apparaître ses singularités.

- **Les singularités de l'énergie d'excitation des fragments :**

Nous allons maintenant examiner la provenance des structures dans la distribution en masse des fragments : on cherche à savoir si les singularités viennent de la stabilité des noyaux à la fin de leur évaporation ou de leur sélection en coïncidence avec plusieurs neutrons arrière détectés, qui favorise les événements de grande énergie d'excitation. Pour cela, on construit à l'aide de la simulation les spectres des masses des fragments dont l'énergie de séparation d'un neutron à la fin de leur évaporation est très grande (au dessus de 7.5 MeV), correspondant à des noyaux pauvres en neutrons ; et le spectre des fragments émettant beaucoup de neutrons de post-scission (au dessus de 9 neutrons de post-scission). La figure III.21 montre ces deux spectres.



**Figure III.21 : Simulations :** *a) La distribution en masse des fragments (détectés dans le bras 1 ou 2 de CORSET) ayant une énergie de séparation d'un neutron supérieure à 7.5 MeV à la fin de leur évaporation. b) Les masses après évaporation des fragments (1 et 2) dont la multiplicité de post-scission est d'au moins 9 neutrons.*

Les deux spectres présentés en figure III.21 ont été faits, là encore, avec une statistique très grande (500 000 événements) afin d'éviter les problèmes de statistique et pour bien souligner les effets physiques. On constate que ces deux sélections ne concernent pas les mêmes noyaux. La première ne révèle aucune structure puisque le spectre de gauche a la même forme que la distribution initiale sans sélection. Ce spectre contient en fait les noyaux relativement déficients en neutrons à la fin de leur évaporation et ceci se produit pour toutes les valeurs de Z. Le second spectre concerne les noyaux formés avec une grande énergie d'excitation due à l'énergie libérée au cours de la fission.

En effet, le programme de simulation calcule à l'aide des tables d'excès de masse l'énergie d'excitation après la scission du système. Cette énergie va ensuite permettre aux fragments d'émettre plus ou moins de neutrons. Ce spectre contenant les masses des fragments ayant émis plus de 9 neutrons concerne donc les réactions de grande énergie d'excitation. On s'aperçoit que la sélection d'événements ayant émis un grand nombre de neutrons de post-scission révèle une structure particulière. En effet, les fragments vont se désexciter jusqu'à leur refroidissement complet (sauf l'énergie d'émission de particules  $\gamma$ ) et la multiplicité de neutrons de post-scission émis est alors corrélée à l'énergie d'excitation qu'ils avaient lors de leur formation. Cette énergie d'excitation dépend elle-même du  $Q$  de la réaction de scission et de l'énergie cinétique des fragments. Nous avons donc observé comment évoluent ces deux paramètres en fonction de la masse des fragments (figure III.22).

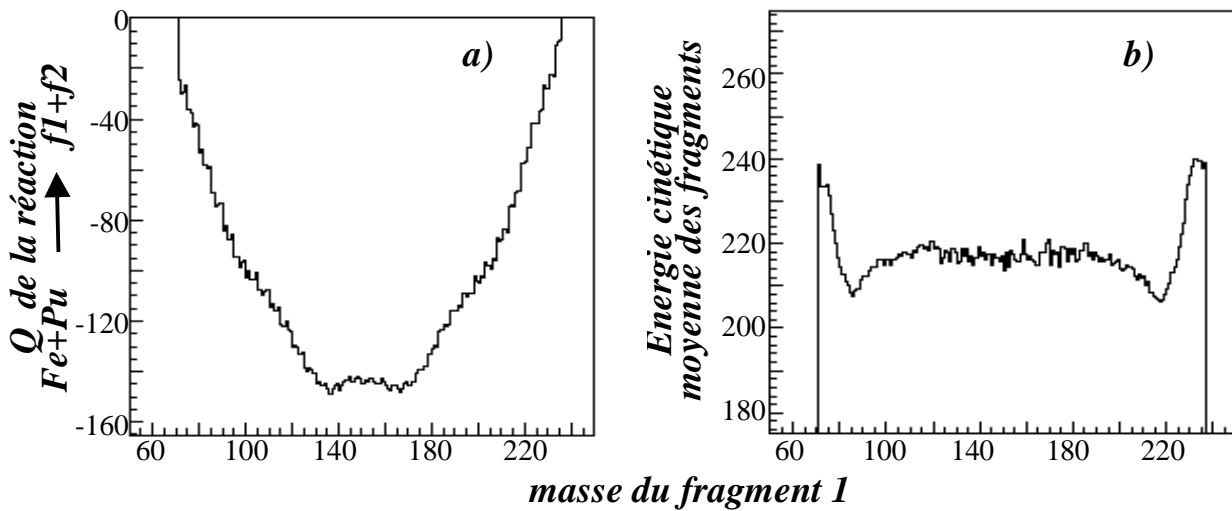


Figure III.22 : **Simulations** : **a)** Le  $Q$  de la réaction complète de tous les événements, calculée à l'aide d'une table d'excès de masse en fonction de la masse du fragment détecté dans le bras 1 de CORSET. **b)** Énergie cinétique totale des fragments dans leur centre de masse en fonction également de la masse du fragment 1.

La courbe en énergie cinétique (figure III.22.b)) ne présente des pics que pour les masses les plus asymétriques. En effet, l'énergie cinétique moyenne des fragments augmente pour ces masses asymétriques, car les réactions donnant des fragments de masses proches de celles de la cible et du projectile sont des réactions de transfert, pour lesquelles très peu d'énergie cinétique est convertie en énergie d'excitation. La figure de gauche montre la dépendance du  $Q$  de réaction en fonction de l'asymétrie en masse au moment de la scission du système. Il faut tenir compte pour cette courbe du fait que la masse indiquée en abscisse est celle du fragment 1 avant l'évaporation de particules. Cette courbe révèle bien des structures pour les masses symétriques du fragment 1.

Nous pouvons conclure de cette étude faite sur les distributions en masse des fragments de fission, que les singularités qu'elles présentent ne viennent pas des effets de couche des fragments naissants mais de la structure des chaleurs de réaction en fonction de l'asymétrie en masse des fragments. La sélection ensuite faite sur la multiplicité de neutrons des événements favorise alors la sélection des événements de grande énergie d'excitation et fait apparaître ces singularités. Ainsi, nous n'observons pas le comportement du système avant la scission, mais l'effet du  $Q$  de fission sur la multiplicité de neutrons émis.

# Chapitre VI : Analyse des neutrons par reconstruction des sources d'émission

## Introduction :

L'étude qui a été menée jusqu'à présent nous a permis de comprendre certaines caractéristiques des réactions entrant en jeu. En particulier nous avons appris l'effet important du  $Q$  de fission dans la distribution en masse des fragments, tant issus des réactions de quasi-fission que des réactions de fusion-fission. Cependant, notre but étant de connaître au mieux les mécanismes conduisant à la formation des noyaux superlourds, nous allons maintenant analyser plus en détail les fragments de scission symétrique, qui contiennent la plus forte proportion d'événements de fusion-fission.

L'enjeu principal de cette étude consiste à extraire les multiplicités de neutrons émis par le noyau composé chaud (multiplicités de pré-scission) et les multiplicités de neutrons émis par les fragments (multiplicités de post-scission). Ces informations sont en effet indispensables si l'on cherche à mieux connaître les conditions de formation et de stabilité du noyau composé, puisqu'elles permettent de remonter à son énergie d'excitation lors de la fusion et à son temps de vie avant la fission. Cependant, les caractéristiques observables de chaque événement, que nous avons utilisées jusque là, sont insuffisantes, puisque les multiplicités de pré- et post-scission ne peuvent pas être explicitement mesurées.

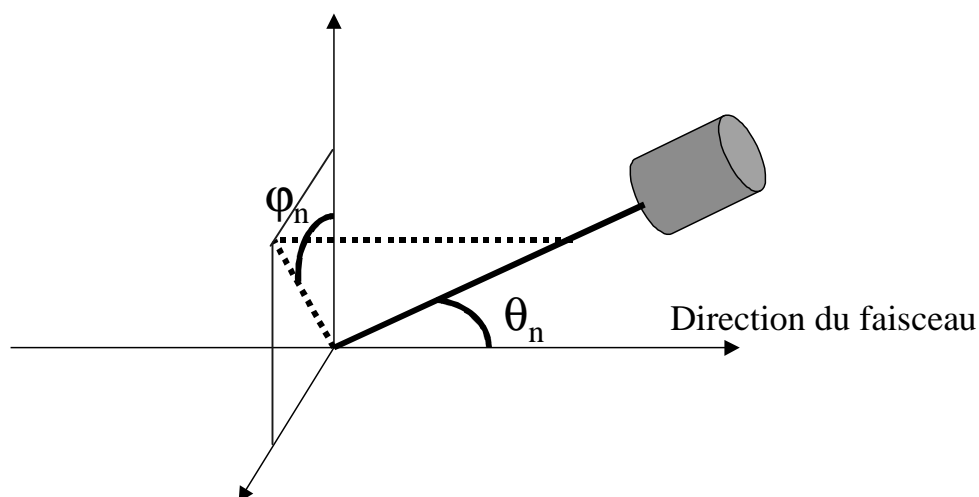
Pour extraire ces informations, il est nécessaire d'utiliser des méthodes statistiques, qui permettent la comparaison de ces caractéristiques observables à une loi théorique. Nous allons voir dans ce chapitre différentes méthodes permettant d'obtenir les multiplicité de pré et post-scission pour notre système. Pour cela, nous avons besoin d'une simulation qui modélise les lois théoriques en fonction des multiplicités de pré- et post-scission et dont les résultats seront comparés aux données expérimentales.

Comme nous l'avons déjà évoqué, cette analyse est fondée sur l'étude des corrélations angulaires dans la distribution des neutrons émis au cours des réactions. Il faut savoir cependant que les méthodes utilisées ne permettent pas de valider un modèle, mais seulement de retrouver le jeu de paramètres pour lesquels les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le modèle.

Dans un premier temps, nous exposerons les principes des simulations utilisées, puis nous expliquerons le principe des méthodes statistiques que nous avons utilisées, et enfin, les résultats des comparaisons des simulations avec les données expérimentales selon ces méthodes.

# I. Principe du code de simulation pour l'ajustement des données

Nous cherchons à décrire l'évaporation de neutrons par les différentes sources d'émission qui interviennent dans les événements de fusion-fission ou de quasi-fission. Ces sources sont le noyau composé ou le système di-nucléaire et les deux fragments de réaction. Chacune de ces sources évapore des particules légères de façon isotrope dans son référentiel et nous avons alors à reconstruire la répartition angulaire de ces particules dans le référentiel du laboratoire. Pour cela, nous nous intéressons à la distribution en vitesse et en angles des noyaux excités, mais aussi à leur température, dont va dépendre l'énergie cinétique des particules émises. La comparaison entre les simulations et les données expérimentales se fera sur ces deux observables : la distribution angulaire et la distribution en énergie des neutrons évaporés. C'est ce qui va permettre de différencier en moyenne les neutrons de pré-scission, émis par le noyau composé et les neutrons de post-scission, émis par les fragments de fission. Les paramètres d'entrée du code sont les multiplicités de pré- et post-scission ainsi que les températures des différentes sources. On peut ainsi parcourir toutes les combinaisons possibles de ces paramètres, afin de comparer les résultats obtenus par le code aux données expérimentales. Pour parvenir à effectuer ces comparaisons, nous avons discrétisé l'espace des observables. Cet espace est constitué des trois dimensions dont nous disposons (les angles  $\theta_n$ ,  $\phi_n$  définis par la figure ci-dessous et l'énergie  $E_n$  des neutrons détectés). Chaque dimension est discrétisée en cellules. Pour chaque cellule, le code de simulation va calculer les taux de comptage.



- **Simulation des neutrons émis pas une source :**

Pour chaque énergie des neutrons, et chaque angle d'émission dans le référentiel du laboratoire, on calcule l'énergie et l'angle correspondant dans le référentiel de la source. Ceci nous permet de calculer la probabilité différentielle correspondante. En effet, dans le référentiel lié à une source, les neutrons sont émis de façon isotrope, et leur énergie suit une distribution de Maxwell dépendant de la température  $T$  du noyau. La probabilité différentielle s'écrit donc :

$$\frac{d^2 P}{dE_{cm} d\Omega_{cm}}(E_{cm}, \theta_{cm}, T) = \frac{E_{cm}}{4\pi T^2} \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right)$$

où  $E_{cm}$  est l'énergie cinétique du neutron dans le référentiel de sa source, et  $d\Omega_{cm}$  l'élément d'angle solide dans lequel il est émis.

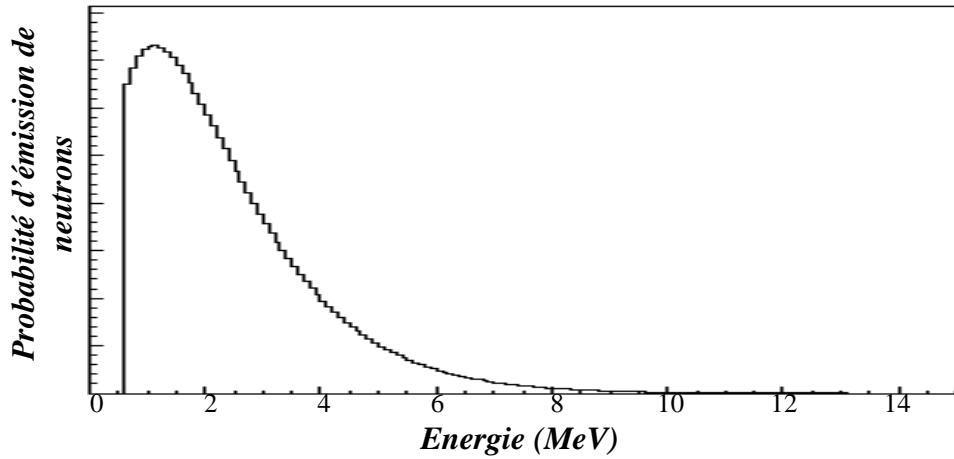


Figure IV.1 : Spectre simulé de l'énergie des neutrons émis par une source de 1 MeV de température.

Lorsque l'on exprime cette relation dans le référentiel du laboratoire, il faut tenir compte à la fois du changement d'expression de l'énergie cinétique et de l'angle d'émission du neutron; mais aussi du changement de la largeur des pas en énergie [Ho81].

$$\frac{d^2 P}{dE_{lab} d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}, T) = \frac{d^2 P}{dE_{cm} d\Omega_{cm}}(E_{cm}, \theta_{cm}, T) J(E_{lab}, E_{cm}) \frac{\partial E_{lab}}{\partial E_{cm}}$$

La première transformation s'effectue à l'aide du Jacobien sur les variables d'énergie et d'angle :

$$J = \frac{\partial(E_{cm}, \Omega_{cm})}{\partial(E_{lab}, \Omega_{lab})} = \frac{V_{lab}}{V_{cm}}$$

où  $V_{lab}$  et  $V_{cm}$  sont les vitesses laboratoire et centre de masse du neutron émis, reliées entre elles par la vitesse de la source :

$$V_{lab} = V_{cm} + V_{source}.$$

La seconde s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{\partial E_{lab}}{\partial E_{cm}} = 1 + \sqrt{\frac{E_{source}}{E_{cm}}} \cos(\theta_{lab})$$

où  $E_{source}$  est l'énergie par nucléon de la source émettrice, et  $\theta_{lab}$  l'angle d'émission du neutron dans le laboratoire.

La probabilité différentielle d'émission de neutron dans le laboratoire devient alors :

$$\frac{d^2 P}{dE_{lab} d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}, T) = \frac{d^2 P}{dE_{cm} d\Omega_{cm}}(E_{cm}, \theta_{cm}, T) \frac{V_{lab}}{V_{cm}} \left( 1 + \sqrt{\frac{E_{source}}{E_{cm}}} \cos(\theta_{lab}) \right)$$

Nous disposons ainsi des probabilités d'émission de neutrons doublement différentielles, selon l'angle et selon l'énergie dans le référentiel du laboratoire. Pour chaque détecteur et chaque énergie, on corrige ces probabilités de l'efficacité intrinsèque du module concerné :

$$\frac{d^2 P}{dE_{lab} d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}, T) = \frac{d^2 P}{dE_{lab} d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}, T) \varepsilon_{int}^{det}(E_{lab})$$

où  $\varepsilon_{int}^{det}$  est l'efficacité intrinsèque du détecteur DEMON concerné, dépendant de l'énergie incidente du neutron.

- **Distribution simulée de neutrons par trois sources :**

Afin de mener à bien cette simulation, il faut calculer la contribution des trois sources émettrices de neutrons : le noyau composé et les deux fragments de fission. Une fois fixés les paramètres du code, c'est à dire les températures et les multiplicités des trois sources, on évalue la contribution de chacune d'elles pour chaque angle laboratoire  $\theta_{lab}$ , et chaque énergie neutron  $E_{lab}$  :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\nu}{dE_{lab}d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}) = & \left( \nu_{pre} \frac{d^2P}{dE_{lab}d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab-CN}, T_{pre}) \right) \\ & + \frac{1}{N_{\text{événements}}} \sum_{\text{événements}} \left( \nu_{post} \frac{d^2P}{dE_{lab}d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab-fgt1}, T_{post}) \right) \\ & + \frac{1}{N_{\text{événements}}} \sum_{\text{événements}} \left( \nu_{post} \frac{d^2P}{dE_{lab}d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab-fgt2}, T_{post}) \right) \end{aligned}$$

où  $\theta_{lab-CN}$ ,  $\theta_{lab-fgt1}$ ,  $\theta_{lab-fgt2}$  sont les angles relatifs entre la direction du neutron, que l'on sait émis à  $\theta_{lab}$  dans le laboratoire et celle de la source, respectivement le noyau composé, le fragment 1 et le fragment 2.

Pour faire ce calcul, on a besoin des angles d'émission des fragments de fission que l'on vient lire dans les données expérimentales. Afin de diminuer le temps de calcul, la somme sur les événements a été faite sur un échantillon de 10000 événements pour les événements de quasi-fission et sur le nombre total d'événements de fission symétrique.

L'énergie cinétique maximale prise en compte pour les neutrons est de 10 MeV. Au delà, la statistique est très faible et perturbée par le bruit de fond.

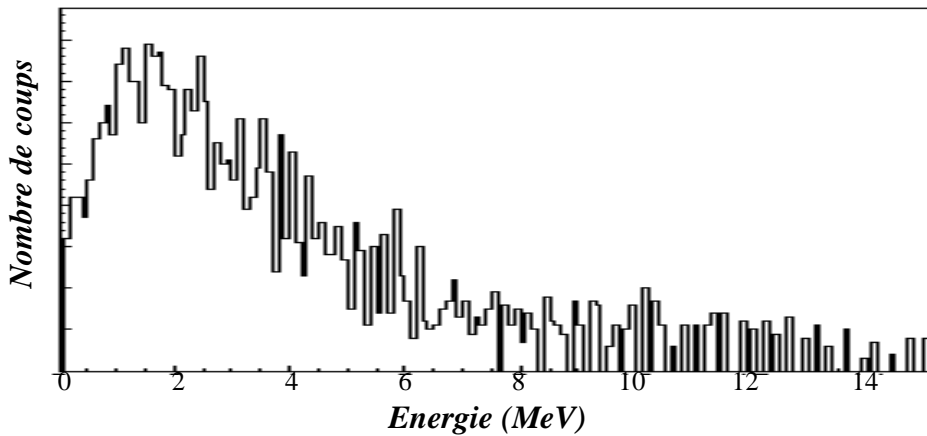


Figure IV.2 : Spectre expérimental de l'énergie des neutrons pour un module DEMON dans le référentiel du laboratoire.



Afin de pouvoir comparer directement les résultats obtenus par la simulation aux mesures relevées dans les modules DEMONs, il faut encore tenir compte de la résolution angulaire et en énergie des détecteurs. Les taux de comptage s'écrivent :

$$n(E_{lab}, \theta_{lab}) = \frac{d^2\nu}{dE_{lab} d\Omega_{lab}}(E_{lab}, \theta_{lab}) \Delta E_{lab} \Delta \Omega_{det}$$

où  $\Delta E_{lab}$  est le pas en énergie et  $\Delta \theta_{lab}$  est l'angle solide du détecteur.

Ce programme de simulation, contrairement à celui présenté dans le chapitre précédent, ne prend pas en compte les pertes d'énergie d'excitation à chaque émission de particule, la température des noyaux est considérée constante au cours de l'évaporation. Celle-ci étant un paramètre d'entrée du code, l'ajustement donnera la température moyenne du noyau composé, le long de son parcours vers la fission et des fragments de fission au cours de leur évaporation. De plus, on considère à chaque événement non pas un neutron émis dans une direction donnée, mais la distribution de probabilité de son angle d'émission dans tous les détecteurs. Ce programme permet ainsi de simuler la distribution angulaire de neutrons que l'on aurait obtenu avec une statistique infinie.

Les paramètres d'entrée de ce code de simulation sont les multiplicités ainsi que les températures de pré- et de post-scission.

## II. Méthode d'ajustement par $\chi^2$ :

La méthode d'ajustement par  $\chi^2$  permet de retrouver le jeu de paramètres ajustables permettant d'obtenir la distribution simulée d'observables se conformant le mieux à la distribution expérimentale, c'est à dire minimisant la valeur du  $\chi^2$ . Cette fonction  $\chi^2$  permet de réaliser la comparaison entre deux distributions, en tenant compte de l'erreur statistique  $\sigma$  sur les taux de comptage de chaque énergie et de chaque détecteur.

L'étude que nous avons menée porte non seulement sur les événements de partition symétrique du contour 1, mais aussi sur les événements de quasi-fission du contour 2 (cf. figure III.1) afin d'avoir des points de comparaison sur les résultats de la minimisation du  $\chi^2$ .

- **Principe de l'ajustement par  $\chi^2$  :**

L'ensemble des 41 modules DEMONs est pris en compte afin d'avoir la meilleure statistique possible sur les neutrons. Le code de simulation parcourt de façon uniforme l'ensemble des paramètres ( $v_{pre}$ ,  $v_{post}$ ,  $T_{pre}$ ,  $T_{post}$ ) et calcule, pour chaque combinaison de ces paramètres, les taux de comptage attendus pour chaque détecteur, et pour chaque pas en énergie. On compare ensuite ces taux de comptage obtenus par simulation à ceux mesurés lors de l'expérience à l'aide du  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum_{det=1}^{nb\ det} \left( \sum_{pasE=1}^{nbpasE} \left( \frac{n^{exp}(E_{lab}^{pasE}, \theta_{lab}^{det}) - n^{sim}(E_{lab}^{pasE}, \theta_{lab}^{det})}{\sigma_{pasE}^{det}} \right)^2 \right)$$

où les notations *exp* et *sim* font référence aux taux de comptage expérimentaux, et simulés respectivement. La somme se fait sur l'ensemble des détecteurs (indice *det*, de 1 à *nbdet* valant ici 41), et sur les pas en énergie, qui sont de taille variables afin que la statistique sur chaque canal soit assez grande (indice *pasE*, de 1 à *nbpasE* valant ici 20).  $\sigma_{pas}^{det}$  est l'erreur statistique associée au comptage dans le canal d'indices (*pasE*, *det*). On suppose que les fluctuations sont gaussiennes, l'erreur statistique se calcule alors :

$$\sigma_{pas}^{det} = \sqrt{n^{exp}(E_{lab}^{pas}, \theta_{lab}^{det}) + n^{sim}(E_{lab}^{pas}, \theta_{lab}^{det})}$$

En chaque point de l'espace ( $v_{pre}$ ,  $v_{post}$ ,  $T_{pre}$ ,  $T_{post}$ ), le  $\chi^2$  est ainsi calculé, et le jeu optimal de paramètres est celui pour lequel le  $\chi^2$  est minimum. On peut alors évaluer la qualité de l'ajustement en ce point optimal, en calculant le  $\chi^2$  réduit, qui consiste à diviser la valeur du  $\chi^2$  minimal par le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, c'est à dire la différence entre le nombre de points de comparaison et le nombre de paramètres que l'on fait varier dans l'ajustement.

- **Estimation de l'erreur associée sur les paramètres d'ajustement :**

Deux types d'erreurs sont à prendre en compte lors de l'estimation des paramètres d'ajustement par cette méthode. Le premier est l'erreur due à la statistique de l'échantillon d'événements expérimentaux dont nous disposons. Il faut également tenir compte de cette erreur sur la statistique lorsque l'on ne prend qu'une partie de cet échantillon d'événements pour les simulations d'évaporation de neutrons. Le second type d'erreur est lié à la méthode du  $\chi^2$ .

**Erreur associée au choix de l'échantillon d'événements :**

Les caractéristiques des échantillons d'événements expérimentaux subissent des variations statistiques qui influent sur les valeurs des paramètres d'ajustement. Ces variations ont deux conséquences : d'une part elles engendrent une erreur statistique du fait que notre statistique expérimentale n'est pas infinie ; et d'autre part, elles faussent nos simulations dont les caractéristiques des fragments sont tirées de ces données.

L'erreur statistique est estimée à partir de 10 fichiers contenant chacun un dixième des événements des données de départ. La minimisation du  $\chi^2$  est alors effectuée sur ces portions de données et nous mesurons la variation  $\sigma_{stat(N)}$  sur les valeurs des paramètres d'ajustement. Ces variations, correspondant à une statistique dix fois moindre, sont alors corrigées suivant :

$$\sigma_{stat(10N)} = \frac{\sigma_{stat(N)}}{\sqrt{10}}$$

L'erreur sur les simulations ne peut pas être estimée pour les événements du contour de scission symétrique, puisque la simulation a été faite sur l'ensemble de ces événements. Par contre, on peut l'obtenir pour les calculs faits avec les événements du contour de quasi-fission ralentie. Afin d'évaluer l'influence du choix de l'échantillon sur nos paramètres, nous construisons 3 simulations différentes à partir de 3 échantillons de données, nous minimisons le  $\chi^2$  avec nos données et chacune de ces simulations et nous en déduisons la variation des valeurs optimales des paramètres d'ajustement. Nous verrons que cette variation est infime.

**Erreur associée à la minimisation du  $\chi^2$  :**

Cette erreur peut être évaluée en fonction de la courbure du  $\chi^2$  autour de son minimum lorsque l'on fait varier l'un des paramètres d'ajustement  $a_i$ , en laissant tous les autres à leur valeur optimale, pour laquelle le  $\chi^2$  est minimum. L'erreur sur ce paramètre que l'on fait varier est alors déterminée par la relation [Bev92] :

$$\sigma_i^2 = 2 \left( \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i^2} (a_j = a_j^{opt}) \right)^{-1}$$

Ces types d'erreur sont indépendants, et s'ajoutent donc quadratiquement.

- **Résultats de la minimisation du  $\chi^2$  :**

On étudie différentes zones de la distribution expérimentale des fragments de fission en sélectionnant les événements suivant leur énergie cinétique totale, et leur asymétrie en masse.

Une première étude est faite sur les événements du contour de quasi-fission. Le programme de simulation lit les événements de quasi-fission, et calcule suivant l'angle de diffusion des produits de réaction, les taux de comptage dans chaque détecteur DEMON, ceci pour plusieurs scénarii avec différentes multiplicités de pré- et post-scission et différentes températures du noyau composé et des fragments.

Une fois ces simulations faites, on calcule la valeur du  $\chi^2$  pour chaque scénario, entre les distributions simulées et les distributions expérimentales. Les valeurs du  $\chi^2$  sont présentées sur les figures IV.3 ci-dessous. Chaque figure représente la variation du  $\chi^2$  en fonction de l'un des paramètres ajustables, les autres étant fixés à la valeur minimisant le  $\chi^2$ . Les déviations standards sont indiquées sur les figures. On notera que les déviations statistiques ne comprennent que l'erreur de statistique expérimentale, l'erreur sur les simulations étant infime.

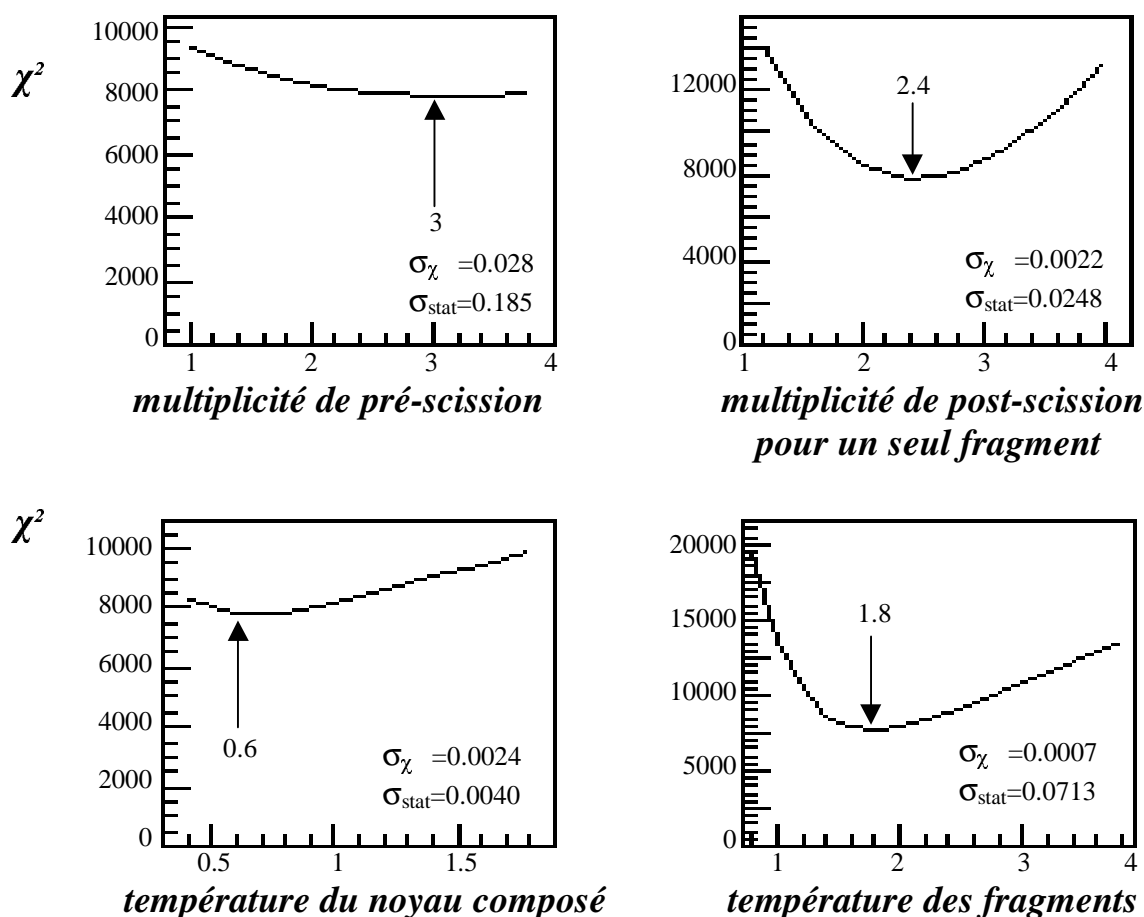


Figure IV.3 : valeur du  $\chi^2$  en fonction de la multiplicité de pré-scission et de post-scission (en haut) et en fonction de la température du noyau composé et des fragments de fission (en bas) pour les événements de quasi-fission.

On constate que la multiplicité de pré-scission est relativement élevée, avec 3 neutrons de pré-scission, ce qui laisse supposer que le système di-nucléaire formé lors du processus de quasi-fission a une durée de vie assez longue, puisqu'il a le temps d'émettre 3 neutrons en moyenne. Le nombre de neutrons de post-scission émis par chacun des fragments est quant à lui légèrement inférieur. Les distributions de neutrons correspondants au scénario ajustant les données expérimentales sont présentées sur les figures suivantes. Ces distributions sont directement comparables aux distributions expérimentales, que nous présentons également sur ces figures.

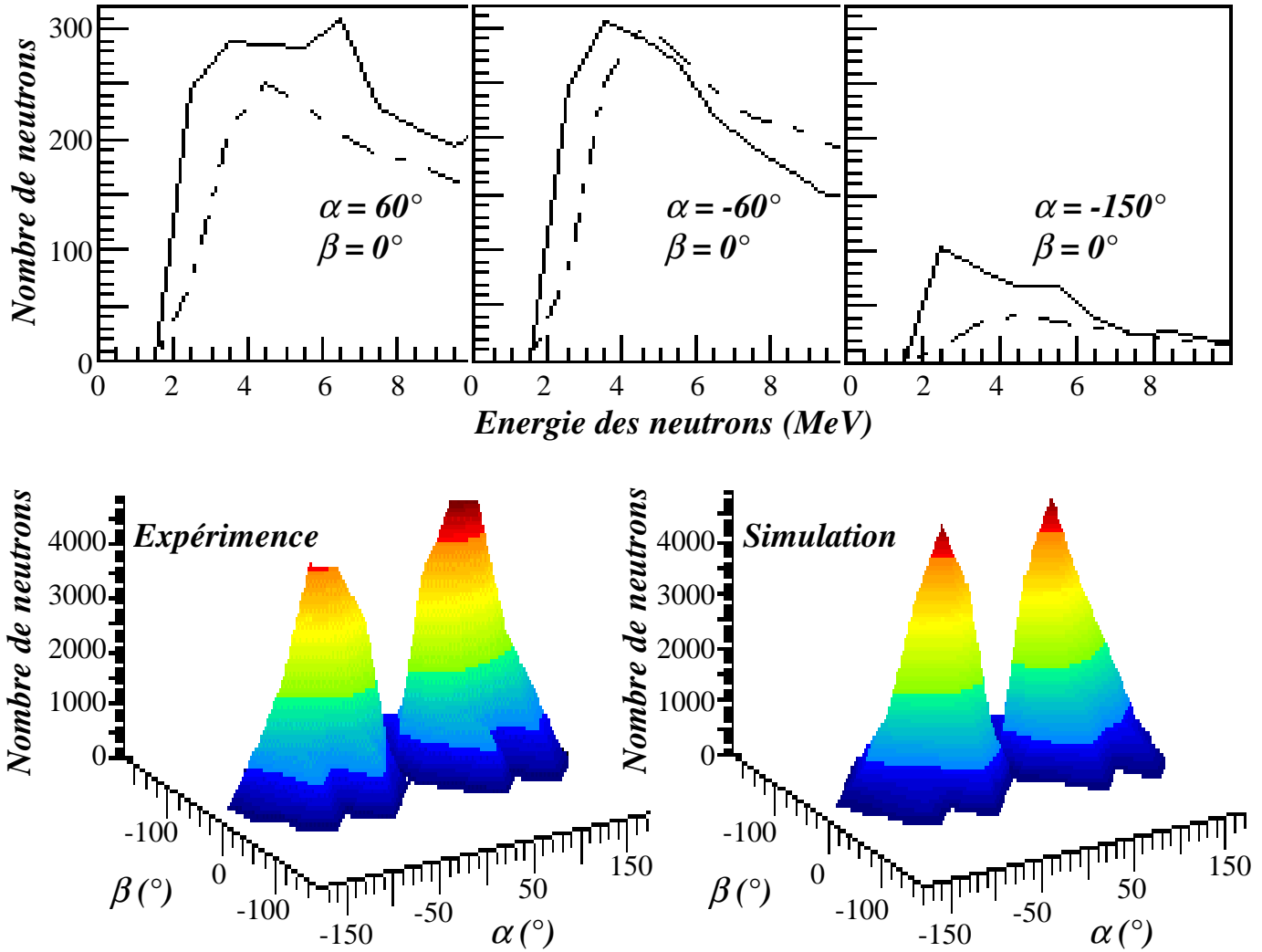


Figure IV.4 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les deux premiers sont placés aux angles polaires  $\alpha = \pm 60^\circ$ , dans la direction de détection des fragments, le dernier est placé à  $\alpha = -150^\circ$ , à l'arrière. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées minimisant le  $\chi^2$ .

**En bas** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées minimisant le  $\chi^2$ .

Nous pouvons remarquer sur ces distributions que la statistique en neutrons est beaucoup plus importante dans les directions de détection des fragments ( $\alpha = \pm 60^\circ$ ). Autrement dit, la plupart des neutrons sont émis par les fragments et subissent leur vitesse d'entraînement.

La même étude est faite pour les produits de réaction de masses symétriques ( $M=151\pm 20$  uma), contenus dans le contour 1 de scission symétrique (cf. figure III.1). Là encore, le programme de simulation lit les vitesses et les angles de diffusion caractérisant les noyaux et à partir des données expérimentales, calcule les distributions angulaires et en énergie des neutrons pour différentes multiplicités et différentes températures de pré- et post- scission. Les figures IV.5 montrent l'évolution du  $\chi^2$  en fonction de chaque paramètre ajustable, tous les autres étant fixés à la valeur minimisant le  $\chi^2$ .

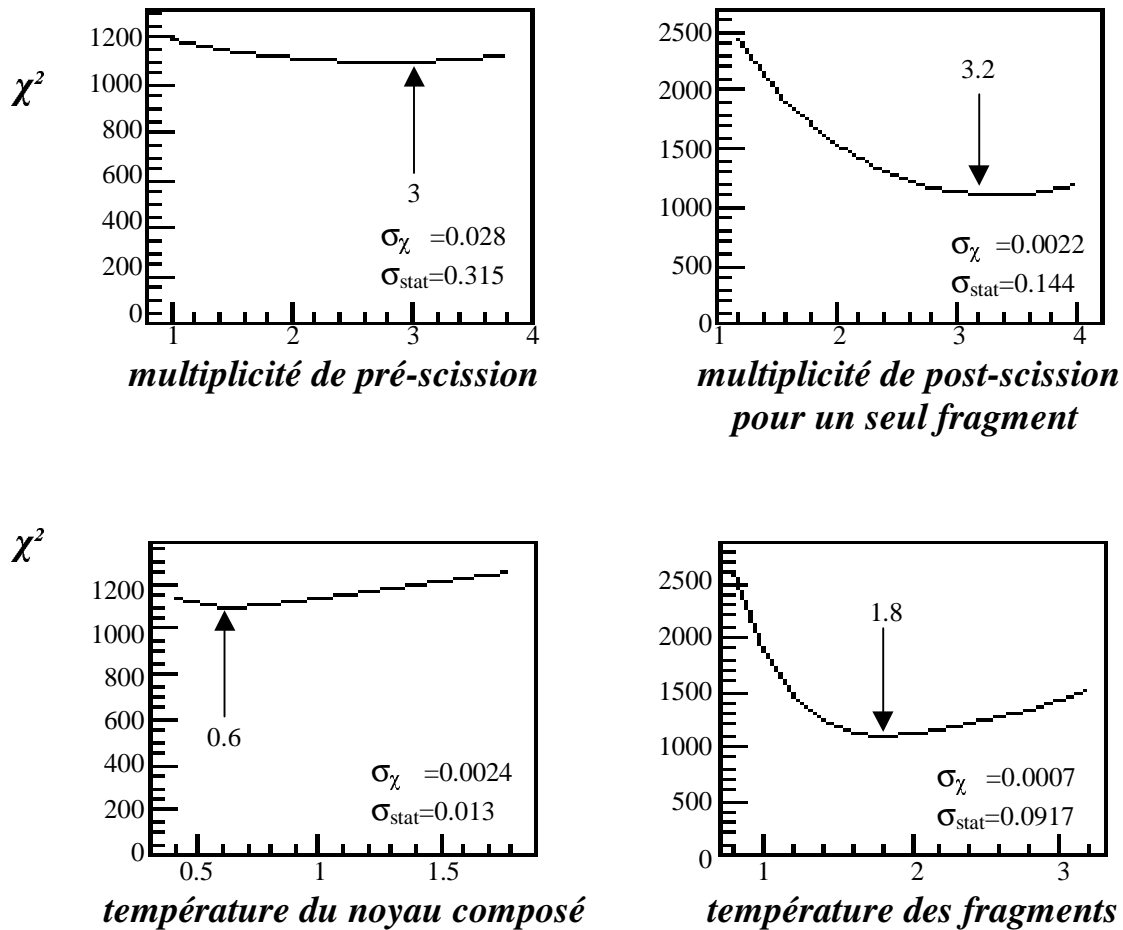


Figure IV.5 : valeur du  $\chi^2$  en fonction de la multiplicité de pré-scission et de post-scission des noyaux (en haut) et en fonction de la température du noyau composé et des fragments de fission (en bas) pour les événements de fission symétrique.

La statistique de ce contour est cependant beaucoup moins importante que celle du contour de quasi-fission. Les distributions expérimentales subissent de grandes fluctuations, que l'on peut observer sur les spectres en énergie de la figure IV.6.

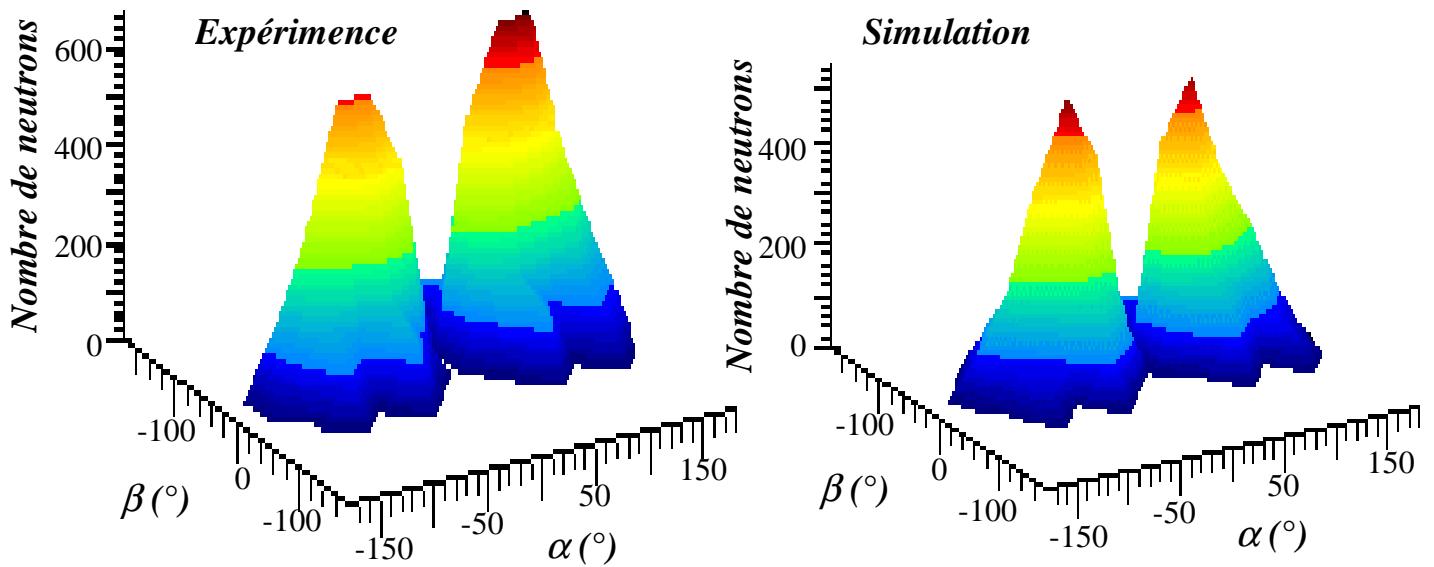
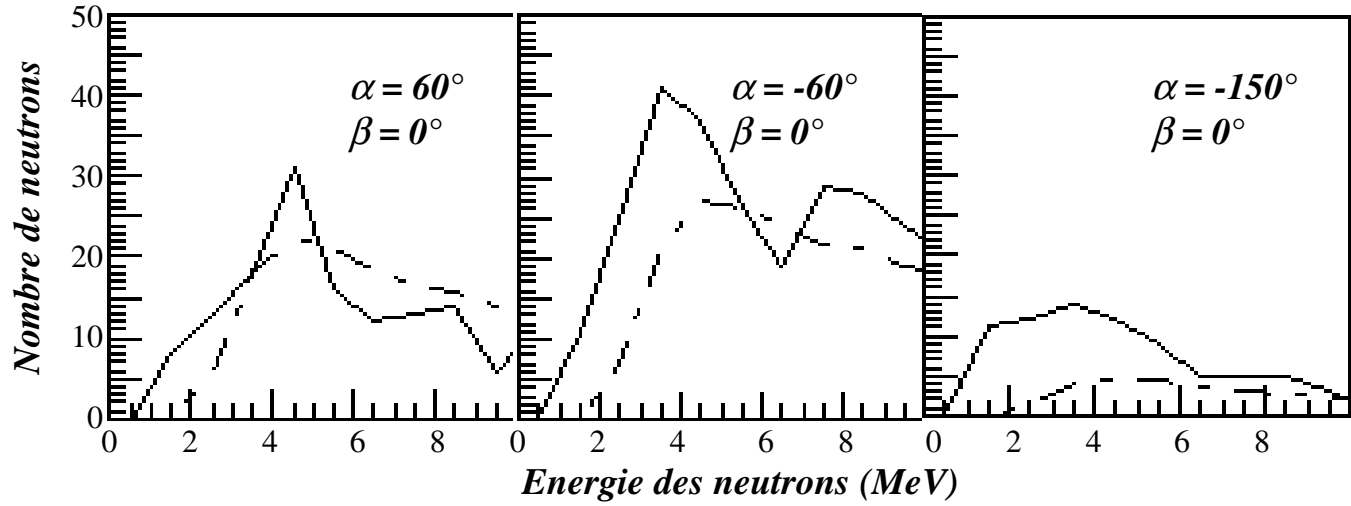


Figure IV.6 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les deux premiers sont placés aux angles polaires  $\alpha = \pm 60^\circ$ , dans la direction de détection des fragments, le dernier est placé à  $\alpha = -150^\circ$ , à l'arrière. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées minimisant le  $\chi^2$ .

**En bas** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées minimisant le  $\chi^2$ .

L'énergie d'excitation calculée pour le noyau composé est de 42,4 MeV, ce qui nous donne une température d'environ 1,2 MeV, plus importante que la température résultant du  $\chi^2$ . Nous pouvons supposer cependant, que les neutrons de pré-scission sont dans la plupart des cas émis non par un noyau composé sphérique, mais par un système composé déformé, dont l'énergie d'excitation serait moins importante, ce qui explique que l'on ne trouve que 0,6 MeV. Après la scission, l'énergie d'excitation est en moyenne de 100 MeV, soit 50 MeV par fragment, ce qui donne une température de 1,8 MeV selon les table d'excès de masse, c'est cette température que nous donne la minimisation du  $\chi^2$ . Par contre, le test du  $\chi^2$ , dans les deux cas donne un scénario pour lequel la multiplicité totale est légèrement plus faible que celle attendue. On détecte 0,52 neutrons en moyenne par événement pour le contour de quasi-fission, soit 8,9 neutrons en corrigeant de l'efficacité de détection, or, le scénario retenu a une multiplicité totale de 7,8 neutrons. Pour le contour de scission symétrique, la multiplicité moyenne est de 0,64 neutrons par événement, soit 10,9 neutrons effectifs, et le  $\chi^2$  est minimum pour un scénario de 9,4 neutrons émis en moyenne par événement. Ces différences cependant, sont relativement faibles et peuvent venir de l'incertitude sur l'efficacité de détection des neutrons, autour de 5%.

Nous pouvons comparer les caractéristiques entre les événements des deux contours. La différence principale entre les événements symétriques et les événements de quasi-fission est le comportement des produits de réaction après séparation du système. En effet, on peut constater que le nombre de neutrons de pré-scission est le même pour les événements de quasi-fission et pour les événements symétriques. Dans les deux cas, le système a une température de 0,6 MeV et évapore 3 neutrons avant de se séparer en deux fragments. C'est cependant à l'aide du comportement du système avant la fission que nous espérons distinguer entre les événements de fusion-fission et de quasi-fission. Il semble donc que la différence ne soit pas assez importante entre les événements de nos deux contours parce qu'il y a beaucoup d'événements de quasi-fission produisant des fragments de masses symétriques se retrouvant dans le contour 1 de partition symétrique.

On voit par contre que la multiplicité de post-scission est beaucoup plus importante pour les événements de scission symétrique que pour les événements donnant des fragments de masses asymétriques. Cette différence peut s'interpréter comme venant de la différence du Q de fission en fonction de l'asymétrie en masse des fragments. Nous avons déjà constaté dans le chapitre III que l'énergie libérée au cours de la séparation en fragments est plus importante pour les scissions menant à des fragments symétriques. C'est ce qui expliquerait l'augmentation de l'énergie d'excitation responsable d'une évaporation de neutrons plus importante après la scission du système pour ces événements-là, alors qu'il n'y a pas de différence avant la scission. Ainsi, la différence de multiplicité de post-scission en fonction de l'asymétrie en masse des produits de scission peut s'expliquer par cette différence du Q de fission.



### III. Ajustement des données par le test de Kolmogorov

Le test de Kolmogorov, comme le test du  $\chi^2$ , est un test de conformité à une loi théorique. Il permet de comparer une fonction de répartition observée, ici la distribution angulaire et le spectre en énergie des neutrons émis, à la même fonction de répartition calculée théoriquement.

On utilise le même programme de simulation et les mêmes paramètres d'ajustement que pour le test du  $\chi^2$ , et on réalise la même analyse selon les différentes zones du spectre en énergie cinétique et en masse des fragments détectés.

- **Principe de l'ajustement par Kolmogorov-Smirnov :**

Le test de Kolmogorov-Smirnov est applicable à tous types de distributions. Si  $X$  est une variable aléatoire dont la loi a une fonction de répartition continue  $S$ , et si  $X_1, \dots, X_N$ , sont  $N$  mesures de cette variable, réalisées lors d'une expérience, sur des événements indépendants, le test de Kolmogorov-Smirnov permet de vérifier si ces événements suivent la même loi que  $X$ .

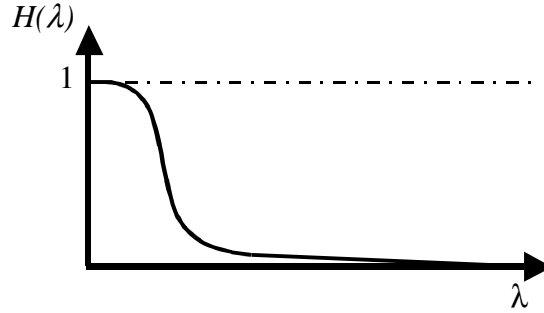
La première étape consiste à construire les fonctions de répartition  $S^{exp}$  et  $S^{th}$  des distributions que l'on cherche à comparer. Si la variable  $X$  est distribuée entre  $x_0$  et  $x_M$ ,  $S(x_k)$  est la proportion d'événements pour lesquels la variable  $X$  a été mesurée inférieure ou égale à  $x_k$ . Les fonctions de répartition sont ainsi croissantes, égales à 0 pour leur plus petite valeur  $x_0$ , et à 1 pour leur plus grande valeur  $x_M$ . Elles ont l'avantage d'être très peu sensibles aux fluctuations statistiques puisque l'intégrale des fluctuations devient rapidement négligeable devant l'intégrale des événements.

Une fois ces fonctions de répartition construites,  $S^{exp}$  et  $S^{th}$  pour les distributions expérimentale et théorique à comparer, il faut trouver une mesure nous permettant d'estimer la ressemblance entre elles. La variable discriminante est la distance de Kolmogorov-Smirnov qui s'écrit:

$$d_{K-S} = \max_{-\infty < x_k < +\infty} |S^{exp}(x_k) - S^{th}(x_k)|$$

Nous devons à présent savoir dans quelles mesures l'hypothèse de vraisemblance (hypothèse comme quoi les deux distributions suivent la même loi physique) est vérifiée. Les lois statistiques [Ste70] nous donnent la probabilité pour que la distance  $d_{K-S}$  de deux distributions suivant la même loi soit trouvée plus grande qu'une valeur quelconque  $\lambda$ . Cette probabilité est de la forme :

$$P(\sqrt{N}d_{K-S} \geq \lambda) = H(\lambda) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} e^{-2j^2 \lambda^2}$$



En effet, sous l'hypothèse que les deux distributions suivent la même loi, la loi statistique de la distance  $d_{K-S}$  ne dépend plus des fonctions de répartition des distributions que l'on compare, mais uniquement du nombre  $N$  de mesures. Plus la statistique est grande et plus les distributions doivent se ressembler si elles suivent la même loi, puisque les fluctuations statistiques deviennent négligeables. On constate que lorsque nous fixons une grande valeur  $\lambda$ , la probabilité de trouver une distance  $d_{K-S}$  encore plus grande que  $\lambda$  est faible, tandis que pour de petites valeurs de  $\lambda$ , cette probabilité est plus importante.

Nous mesurons alors l'adéquation des deux distributions par la valeur que prend  $H(\lambda)$  pour  $\lambda = \sqrt{N}d_{K-S}$ . Cette probabilité correspond au niveau de confiance que l'on peut accorder à l'hypothèse de vraisemblance : si la distance observée  $d_{obs}$  de Kolmogorov-Smirnov est très grande, avec une statistique importante, les chances  $H(\sqrt{N}d_{obs})$  que les deux distributions suivent la même loi sont très faibles. A l'inverse, une petite distance avec une faible statistique donnera une probabilité importante.

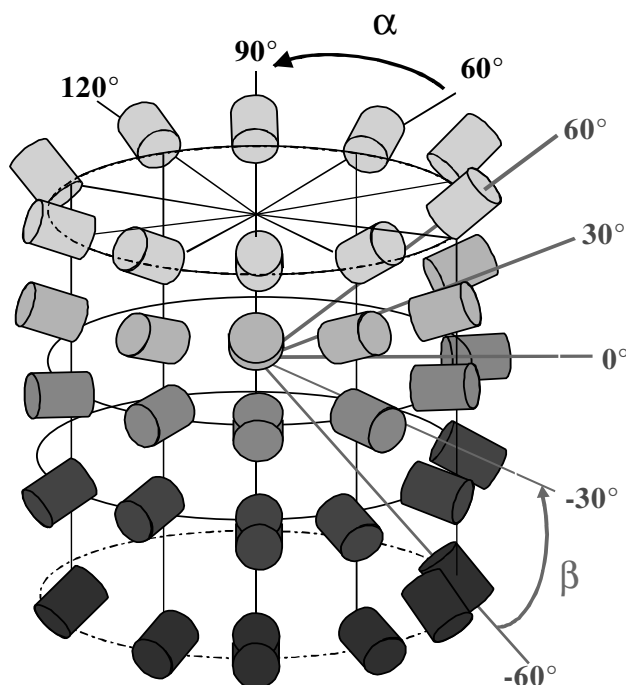
Cependant, les résultats donnés par le test de Kolmogorov-Smirnov, sont difficiles à interpréter, puisqu'ils donnent la distribution de la probabilité de vraisemblance en fonction des paramètres ajustables. Or cette probabilité de vraisemblance ne correspond pas à la distribution d'événements en fonction des paramètres ajustables, mais à leur probabilité (selon les paramètres ajustables) de suivre ou non la loi statistique de la distribution expérimentale.

- **Mise en place du test de Kolmogorov-Smirnov :**

Afin que ce test soit significatif, il nous faut choisir les observables les plus pertinentes possibles, c'est à dire les plus corrélées possible aux paramètres de nos simulations : les multiplicités et les températures de pré- et de post-scission.

Nous avons donc construit pour chaque scénario la distribution de plusieurs variables observables. Les spectres de l'énergie cinétique des neutrons émis dans la direction de chacun des fragments, ainsi que ceux émis vers l'arrière sont corrélés aux températures de post-scission pour les deux premiers et de pré-scission pour le dernier. En effet, les neutrons émis dans la direction des fragments sont en grande partie issus de l'évaporation de post-scission et leur énergie cinétique est liée à la vitesse d'entraînement mais aussi à la température des fragments, tandis que la proportion de neutrons de pré-scission est plus importante parmi les neutrons émis vers l'arrière, leur vitesse est donc corrélée à la température du système composé.

Nous avons également construit les spectres de la distribution angulaire des neutrons selon les différentes couronnes angulaires en angle azimutal  $\beta$  (cf. figure IV.7). Nous obtenons ainsi cinq spectres, un pour chaque angle  $\beta$ , donnant la distribution de neutrons en fonction de l'angle  $\alpha$ . Ces spectres sont corrélés aux multiplicités de pré- et de post-scission puisque nous avons vu l'influence de la vitesse d'entraînement des sources émettrices de neutrons sur la direction d'émission de ceux-ci.



*Figure IV.7 : Schéma du dispositif de détection des neutrons. Les spectres de distribution angulaire de neutrons sont construits pour chaque angle azimutal  $\beta$  et donnent la distribution de neutrons en fonction de l'angle polaire  $\alpha$ .*

Ainsi, à chaque scénario testé, nous avons 8 spectres simulés à comparer aux spectres expérimentaux correspondants. Le test de Kolmogorov-Smirnov nous donne pour chacun d'eux une probabilité de vraisemblance, dont nous faisons la moyenne géométrique afin d'obtenir une probabilité de vraisemblance globale pour le scénario testé :

$$P(v_{pré}; v_{post}; T_{pré}; T_{post}) = \left[ \prod_{i=1}^8 H(\sqrt{N_i} d_{K-S}(i)) \right]^{1/8}$$

Dans cette formule, la fonction  $H$  est celle décrite précédemment, donnant la probabilité de vraisemblance entre deux distributions ;  $N_i$  est la statistique de la distribution expérimentale du spectre  $i$  et  $d_{K-S}(i)$  est sa distance de Kolmogorov-Smirnov.

Cependant, le test de Kolmogorov-Smirnov est un test de forme qui ne tient pas compte du facteur de normalisation des distributions : on ne compare que les fonctions de répartition, qui sont normalisées à l'unité. C'est pourquoi, nous avons affecté les probabilités données par ce test d'un poids correspondant à la différence de normalisation de chaque scénario avec les données expérimentales. La probabilité de vraisemblance affectée de ce poids devient :

$$P(v_{pré}; v_{post}; T_{pré}; T_{post}) = \frac{P(v_{pré}; v_{post}; T_{pré}; T_{post})}{(N_{neut}^{sim} - N_{neut}^{exp})^2}$$

Dans cette formule,  $N_{neut}^{sim}$  et  $N_{neut}^{exp}$  sont les nombres de neutrons simulés et expérimentaux respectivement du scénario correspondant. Cette méthode combinant le test de Kolmogorov-Smirnov et une comparaison des normalisation est utilisée dans les sous-routines du CERN [Cern].

- **Résultats du test de Kolmogorov-Smirnov :**

Comme précédemment, pour le test du  $\chi^2$ , nous avons mené cette étude à la fois sur les événements du contour de quasi-fission et sur ceux du contour de partition symétrique. Le programme de simulation nous donne les distributions de neutrons pour chaque scénario, que nous comparons aux données expérimentales par le test de Kolmogorov-Smirnov. Celui-ci nous donne alors la probabilité de vraisemblance du scénario. On fait de même pour toutes les combinaisons de multiplicités et de températures de pré- et post-scission, afin d'obtenir la distribution de probabilité de vraisemblance pour tous les scénarii.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures IV.8 pour les événements du contour de quasi-fission.

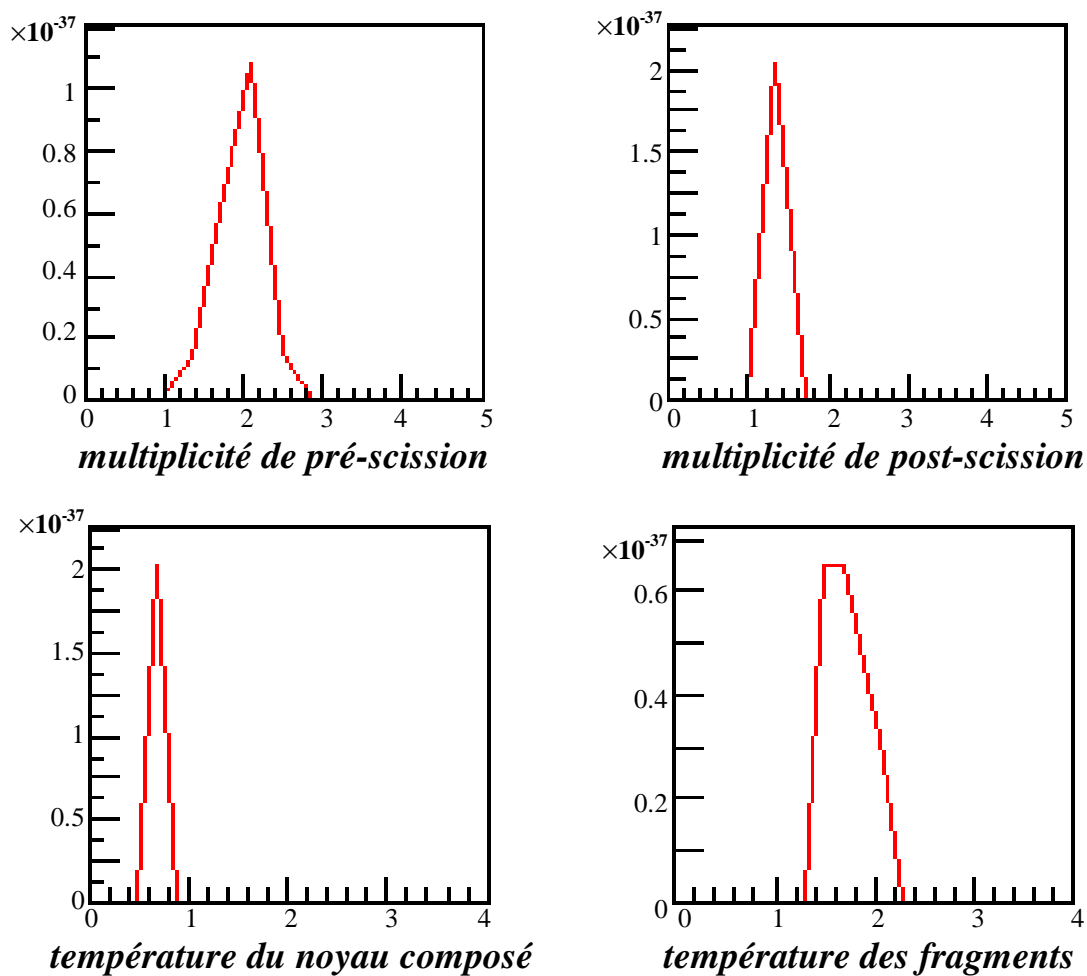


Figure IV.8 : Valeurs des probabilités de Kolmogorov-Smirnov en fonction de la multiplicité de pré-scission et de post-scission (en haut) et en fonction de la température de pré-scission et de post-scission (en bas) pour les événements de quasi-fission.

Les distributions expérimentales et simulées correspondantes sont présentées sur les figures IV.9 suivantes. Nous avons représenté, comme précédemment, les spectres en énergie pour trois détecteurs DEMON, ainsi que la distribution angulaire de neutrons expérimentale et simulée.

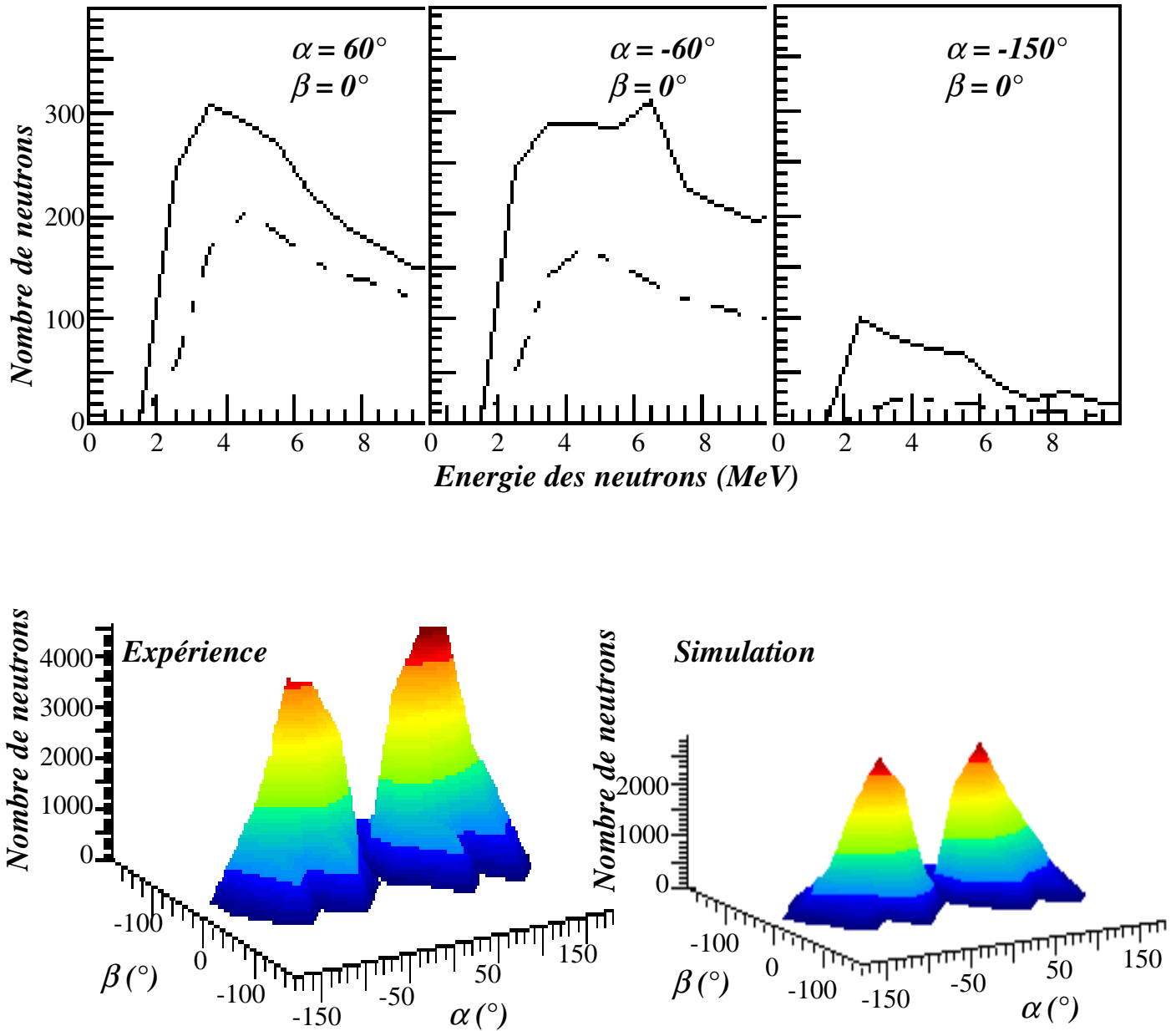


Figure IV.9 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les deux premiers sont placés aux angles polaires  $\alpha = +/ - 60^\circ$ , dans la direction de détection des fragments, le dernier est placé à  $\alpha = -150^\circ$ , à l'arrière. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées selon l'ajustement de Kolmogorov-Smirnov.

**En bas** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées à l'issue du test de Kolmogorov-Smirnov.

Les distributions moyennes pour les températures correspondent à celles résultant de la minimisation du  $\chi^2$ . Les températures moyennes, de 0,7 MeV avant la scission et de 1,9 MeV après, sont très légèrement plus élevées que celles données par la minimisation du  $\chi^2$ . Là encore, nous pouvons comparer ces valeurs aux calculs faits à partir des tables d'excès de masse. La température du noyau composé résultant de ces calculs, de 1,2 MeV, est au dessus de la température donnée par le test de Kolmogorov, ce que nous interprétons à nouveau comme venant du fait que lorsqu'il n'y a pas eu fusion, le système di-nucléaire est déformé et son énergie d'excitation est alors plus faible. La température de post-scission correspond assez bien à la valeur calculée, qui est en moyenne de 1,8 MeV.

Les multiplicités de pré-scission d'environ 2 neutrons et de post-scission, autour de 1,4 neutrons sont très faibles. En effet, les distributions simulées de la figure IV.9 comptent beaucoup moins de statistique que les distributions expérimentales. Cependant, le test de Kolmogorov est un test de forme, si bien que certains scénarii correspondants à des multiplicités permettant d'obtenir des distributions de même statistique que les données expérimentales peuvent être éliminé par ce test de forme. De plus, les données de ce contour correspondent à des événements de caractéristiques très différentes en masse et en énergie cinétique. Les caractéristiques des neutrons émis sont alors également très différentes d'un événements à l'autre, ce qui explique la difficulté de trouver des probabilités de vraisemblance avec les distributions pour un seul scénario Ceci explique également les faible valeur des probabilités associées.

Nous avons fait le même test pour les événements du contour de partition symétrique.

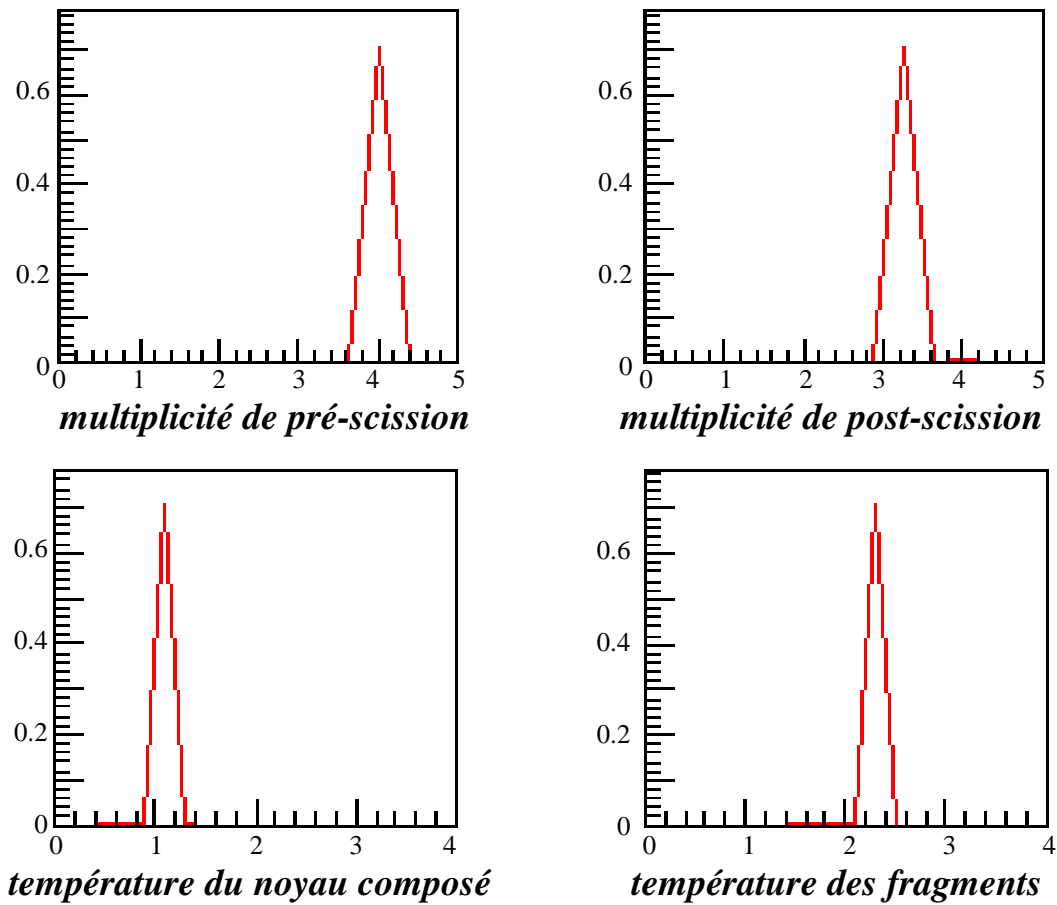


Figure IV.10: Valeurs des probabilités de Kolmogorov en fonction de la multiplicité de pré-scission et de post-scission (en haut) et en fonction de la température de pré-scission et de post-scission pour les événements de partition symétrique.

Les distributions expérimentales et simulées correspondantes sont présentées sur la figure IV.11 ci-dessous.

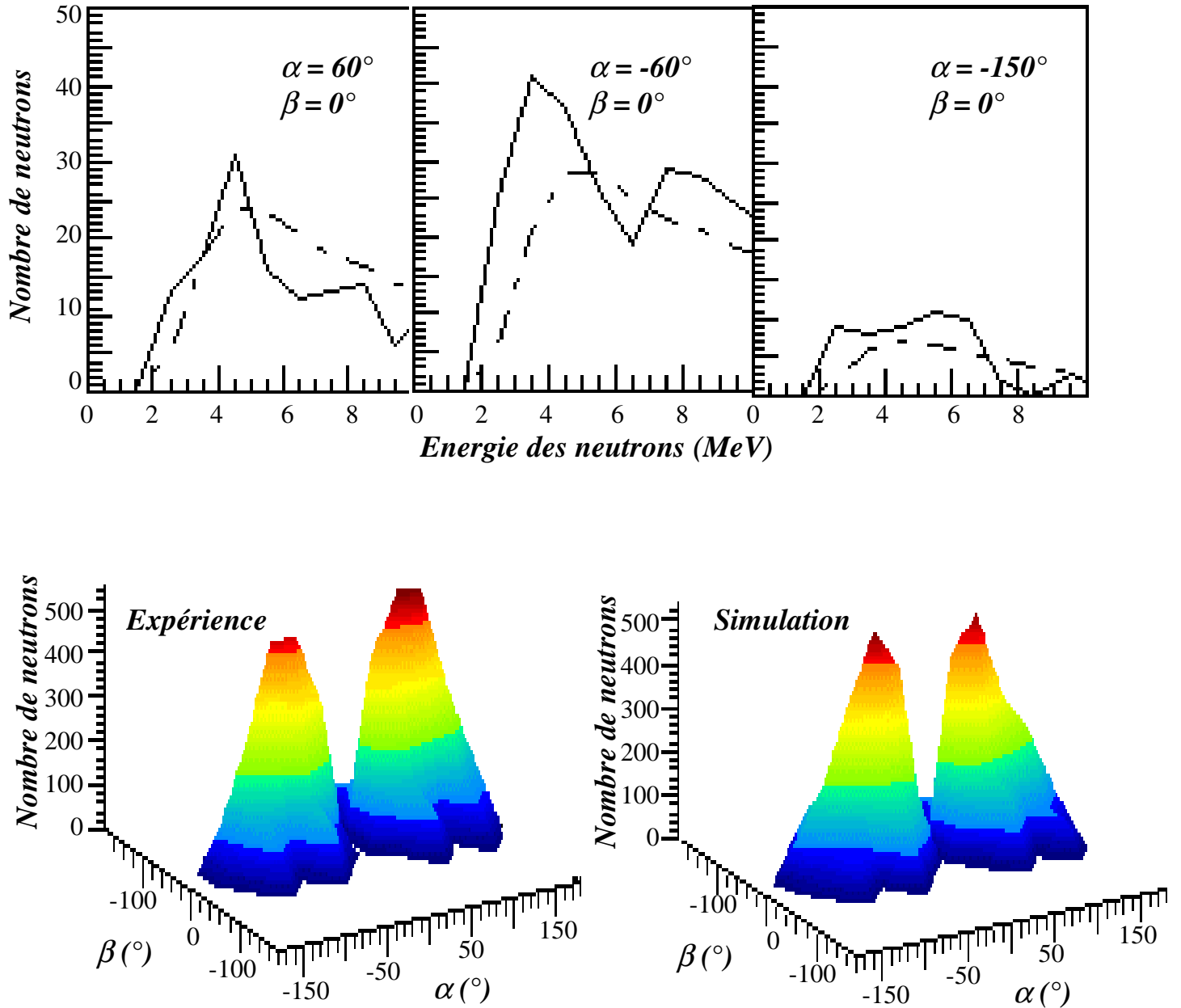


Figure IV.11 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les deux premiers sont placés aux angles polaires  $\alpha = +/ - 60^\circ$ , dans la direction de détection des fragments, le dernier est placé à  $\alpha = -150^\circ$ , à l'arrière. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées selon l'ajustement de Kolmogorov-Smirnov.

**En bas** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées à l'issue du test de Kolmogorov-Smirnov.



On peut remarquer que les températures sont plus élevées pour les événements de ce contour de partition symétrique. La température de pré-scission est en moyenne de 1,1 MeV, ce qui correspond aux résultats des calculs d'énergie d'excitation à partir des tables d'excès de masse (qui donnent 1,2 MeV). Les caractéristiques de ces événements avant la scission se rapprochent donc des caractéristiques du noyau composé. On peut en effet supposer les processus de réactions plus lents pour ces événements symétriques, puisque le degrés de liberté correspondant à l'asymétrie de masse a le temps de s'équilibrer. La température de post-scission est autour de 2,3 MeV, qui, là encore, correspond aux calculs à partir des tables d'excès de masse, puisque l'énergie libérée par la scission du système est plus importante pour ces événements symétriques. Les fragments ont en moyenne 90 MeV d'énergie d'excitation soit une température de 2,4 MeV. On note également que la multiplicité de pré-scission des événements de partition symétrique est autour de 4 neutrons, soit deux neutrons de plus que pour le contour de quasi-fission. Cette différence est cohérente avec le fait que les partitions symétriques sélectionnent les processus les plus lents, donc les plus favorables à l'émission d'un grand nombre de neutrons de pré-scission. La multiplicité de post-scission est également élevée avec en moyenne 3,2 neutrons par fragment, ce qui correspond à la multiplicité de post-scission donnée par le test de  $\chi^2$ .

Bien qu'il soit difficile d'interpréter les résultats du test de Kolmogorov-Smirnov en termes de distributions d'événements, nous pouvons remarquer que ce test permettant de faire une discrimination de forme sur les observables donne des résultats différents du test du  $\chi^2$ . Ainsi nous avons pu observer, en particulier pour la multiplicité de pré-scission, que le test de Kolmogorov permet de différencier les caractéristiques du système composite dans le cas des partitions asymétriques, qui sont des processus rapides où peu de neutrons sont émis, du système composite dans le cas de partitions symétriques, qui sont des processus plus lents. Ces différences avec le test du  $\chi^2$  s'expliquent par le fait que ces deux tests ne correspondent pas aux mêmes critères. Le test de Kolmogorov-Smirnov est un test de forme auquel nous avons combiné un critère de normalisation.

Cependant, nous ne pouvons aller plus loin dans cette analyse, puisque nous ne pouvons pas distinguer entre fusion-fission et quasi-fission. En effet, le programme de simulation utilisé ne décrit pas des corrélations qui existent entre les neutrons émis par le système composé, et ceux émis après la séparation des fragments puisqu'elle ne tient pas compte des pertes d'énergie générées par l'émission de neutrons.

## IV. Le backtracing (retour aux sources):

Nous avons vu que les mécanismes de réaction étaient difficiles à discriminer et que nos sélections en fonction de la masse et de l'énergie cinétique des produits de réaction ne garantissaient pas qu'il n'y ait pas un mélange d'événements issus de réactions différentes. Nous allons à présent présenter une méthode permettant de retrouver la distribution des paramètres ajustables (appelées variables sources dans la suite) permettant de minimiser le  $\chi^2$ . Cette méthode permet ainsi de tenir compte d'un mélange possible des processus physiques, puisque l'on ne cherche plus un seul jeu de valeurs sur les paramètres, mais leur distribution.

- **Principe du backtracing :**

Considérons un modèle qui dépend de  $N_s$  paramètres (variables sources). Ces paramètres sont, par exemple, toutes les combinaisons de valeurs des multiplicités de pré- et de post-scission. Nous appellerons ces variables sources :  $S_1, S_2, \dots, S_{N_s}$ . L'expérience nous fournit les mesures faites par nos détecteurs : les observables. Dans notre cas, on mesure l'énergie cinétique des neutrons, leur angle d'émission... Ces observables, au nombre de  $N_o$ , sont notées :  $O_1, O_2, \dots, O_{N_o}$ . Le modèle, dans lequel on a tenu compte du filtre expérimental, permet de passer des variables sources aux observables : à chaque jeu de valeurs prises par les variables sources, il fournit une distribution des variables observables. C'est ainsi que l'on construit la matrice de corrélation  $C(o|s)$  qui est en fait une distribution de probabilités conditionnelles (cf. figure IV.12).

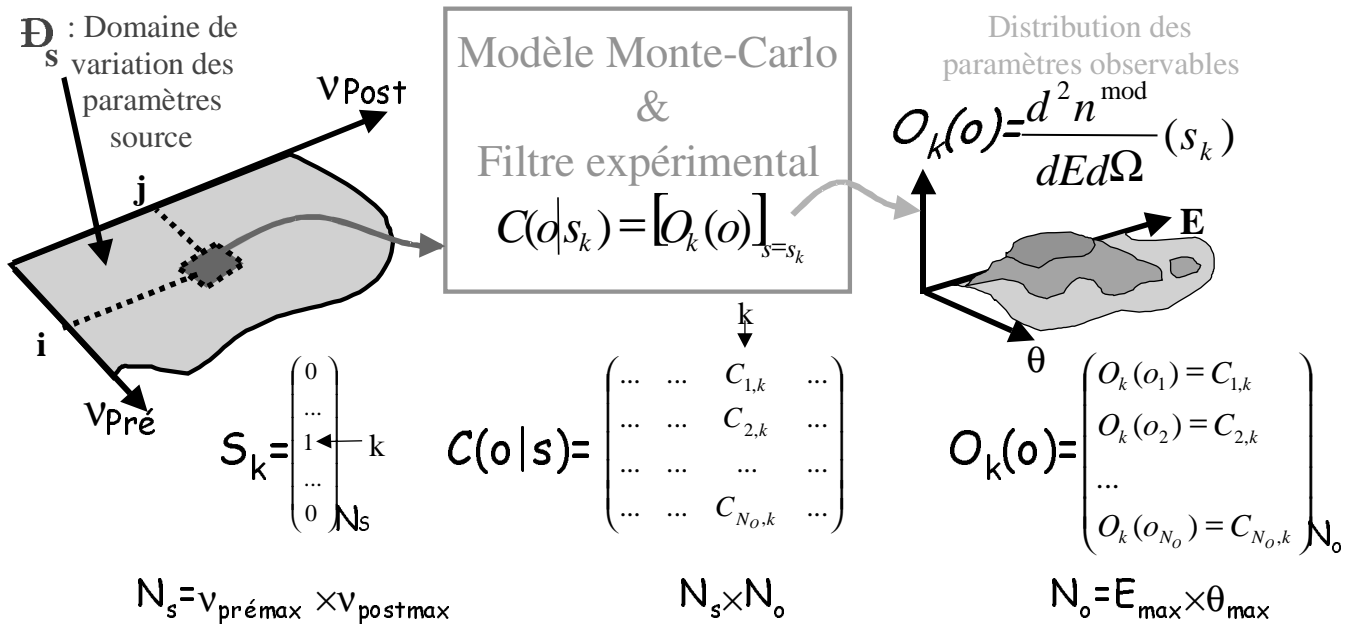


Figure IV.12 : Schéma de la construction de la matrice de corrélation pour le backtracing.

Le schéma de la figure IV.12 montre la construction de la matrice de corrélation, première étape du backtracing. On parcourt l'ensemble des valeurs (i,j) que prennent les multiplicités de pré- et de post-scission, chaque jeu de valeurs correspondant à une variable source  $S_k$ . Le modèle Monte-Carlo fournit alors la distribution des observables correspondant à cette variable source. Sur le schéma, pour simplifier nous n'avons pris que deux observables : l'énergie cinétique et l'angle  $\theta$  des neutrons. Chaque jeu de valeurs (discrétisées) de ces deux observables correspond à une variable observable  $O_l$ . On obtient alors les éléments de matrice  $C_{l,k}$  correspondant à la probabilité d'obtenir l'observation  $O_l$  sachant que la variable source est  $S_k$ . On fait ceci pour toutes les variables sources  $k$  et toutes les observables  $l$ .

On note à présent  $S(s)$  la distribution des variables sources et  $O(o)$  celle des variables observables. Une fois calculée la matrice de corrélation, à chaque distribution source  $S(s)$  nous pouvons associer une distribution d'observables  $O(o)$ , selon la relation :

$$O(o_l) = \sum_{s_k \in D_S} S(s_k) C(o_l | s_k) = \sum_{k=1}^{N_S} S(s_k) C_{l,k} \quad (1)$$

On cherche alors à retrouver la distribution source dont la distribution d'observables correspondante se rapprocherait le plus des observables expérimentales. Autrement dit, il s'agit d'inverser la relation (1). Une propriété des fonctions de probabilité est qu'elles s'inversent:

$$S(s_k) = \sum_{o_l \in D_O} C'(s_k | o_l) O^{\text{exp}}(o_l) = \sum_{l=1}^{N_O} C'_{k,l} O^{\text{exp}}(o_l) \quad (2)$$

Où, selon la formule de Bayes :

$$C'(s | o) = \frac{C(o | s) S(s)}{O(o)} \quad (3)$$

Ce qui nous donne, en remplaçant  $O(o)$  dans la relation (3) par la relation (1) :

$$S(s_k) = S(s_k) \sum_{l=1}^{N_O} \frac{C_{l,k} O^{\text{exp}}(o_l)}{\sum_{k=1}^{N_S} C_{l,k} S(s_k)} \quad (4)$$

La relation (4) est une équation de la forme  $S=f(S)$  que l'on peut résoudre par récurrence en utilisant une suite  $S_k$  telle que  $S_{k+1}=f(S_k)$  jusqu'à la convergence du calcul.

Cette méthode exposée dans la référence [Des96] a déjà été utilisée pour étudier la multifragmentation de noyaux chauds [Des98a], mais aussi pour des expériences similaires à la notre [Des98b, Han99, Don98a, Beno01, Don98b, Swi02], pour lesquelles coexistent quasi-fission et fusion-fission.

Nous avons cependant utilisé une méthode un peu différente car de nombreux tests ont montré que cette méthode nécessite un très grand nombre d'événements expérimentaux pour avoir de bons résultats, qui n'est pas le cas de notre expérience.

Les problèmes de statistique nous ont donc conduit à utiliser la méthode de Thomas Materna, nommée "THOMATE", THE Optimized Method Able to Treat the Errors. [Mat03], permettant de minimiser le  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum_{l=1}^{N_o} \left( \frac{O^{\exp}(o_l) - O^{\text{sim}}(o_l)}{\sigma_l} \right)^2 = \sum_{l=1}^{N_o} \left( \frac{O^{\exp}(o_l) - \sum_{k=1}^{N_s} C_{l,k} S(s_k)}{\sigma_l} \right)^2 \quad (5)$$

On se rend compte que la variation du  $\chi^2$  avec les coefficients  $S(s_k)$  est un paraboloïde, puisqu'il s'agit d'une fonction quadratique. Le minimum du  $\chi^2$  vérifie alors :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial S(s_k)} = 0 \quad \forall k \in \{1, 2, \dots, N_s\} \quad (6)$$

Cependant, la résolution d'un tel jeu d'équations demande beaucoup de temps et de calculs. L'idée est alors de calculer et d'utiliser le gradient du  $\chi^2$ , qui donne la direction de la pente maximale du  $\chi^2$  [Bev92], c'est à dire la direction vers laquelle le  $\chi^2$  diminue (ou augmente) le plus rapidement :

$$\nabla \chi^2 = \left( \frac{\partial \chi^2}{\partial S(s_1)}, \frac{\partial \chi^2}{\partial S(s_2)}, \dots, \frac{\partial \chi^2}{\partial S(s_{N_s})} \right) \quad (7)$$

En dérivant l'équation (5) par rapport aux coefficients  $S(s_k)$ , nous obtenons:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial S(s_k)} = -2 \sum_{l=1}^{N_o} \frac{C_{l,k} O^{\exp}(o_l)}{\sigma_l^2} + 2 \sum_{k'=1}^{N_s} \sum_{l=1}^{N_o} \frac{C_{l,k'} C_{l,k} S(s_{k'})}{\sigma_l^2} = D_k + \sum_{k'=1}^{N_s} R_{k,k'} S(s_{k'}) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} D_k &= -2 \sum_{l=1}^{N_o} \frac{C_{l,k} O^{\exp}(o_l)}{\sigma_l^2} \\ \text{avec :} \quad R_{k,k'} &= 2 \sum_{l=1}^{N_o} \frac{C_{l,k'} C_{l,k}}{\sigma_l^2} \end{aligned} \quad (9)$$

Le gradient du  $\chi^2$  nous donne ainsi une direction dans l'espace des variables sources, sur laquelle le  $\chi^2$  est une parabole. On peut alors calculer où est son minimum sur cette direction, et

trouver ainsi une nouvelle distribution source qui minimise le  $\chi^2$  sur cette direction, en prêtant attention, cependant, à ce que cette nouvelle distribution vérifie bien :

$$S(s_k) \geq 0 \quad \forall k=1, 2, \dots, N_s \quad (10)$$

En effet, la distribution des variables sources ne peut pas être négative.

Nous allons donc procéder par itérations. Nous appelons notre point de départ  $S_0(s)$ , vérifiant la condition (10). Par exemple, ce point de départ peut être :

$$S_0(s_k)=0 \quad \forall k=1, 2, \dots, N_s$$

Nous calculons alors, à l'aide des relations (7) et (8) le gradient du  $\chi^2$  relatif à cette distribution source  $\nabla_0 \chi^2$ . Nous nous limitons alors au sous-espace des variables sources qui suit la pente maximale du  $\chi^2$ , ce sous espace s'écrit :

$$S_\lambda = \{ S_0(s) + \lambda \nabla_0 \chi^2, \lambda \in \mathfrak{R} \} \quad (11)$$

Sur ce sous-espace, le  $\chi^2$  est une parabole de la forme :

$$\chi^2(S_0(s) + \lambda \nabla_0 \chi^2) = \chi^2(\lambda) = a\lambda^2 + b\lambda + c \quad (12)$$

Il nous suffit ensuite de calculer la valeur du  $\chi^2$  en 3 points, par exemple  $\lambda = -1, 0$  et  $1$ , pour connaître  $\lambda_{\min}$  le minimum de cette parabole. On obtient alors :

$$\lambda_{\min} = \frac{\chi^2(-1) - \chi^2(1)}{2(\chi^2(-1) + \chi^2(1) - 2\chi^2(0))} \quad (13)$$

La nouvelle distribution source sera alors :

$$S_1(s_k) = \begin{cases} S_0(s_k) + \lambda(\nabla_0 \chi^2)_k & \text{si } S_1(s_k) \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (14)$$

On itère cette procédure jusqu'à ce que le  $\chi^2$  devienne assez petit ou jusqu'à ce que  $|\chi^2(S_{n+1}(s)) - \chi^2(S_n(s))|$  devienne très petit, cette dernière condition signifiant que le calcul mène vers une région de l'espace des variables sources pour laquelle le  $\chi^2$  ne varie plus beaucoup, c'est à dire une vallée pour le  $\chi^2$ .

- **Importance des corrélations dans le backtracing :**

Cette méthode de backtracing permet non seulement de reproduire les observables expérimentales à partir de la simulation, mais elle tient compte également de toutes les corrélations entre ces observables. Afin de ne pas perdre cette information, la simulation que nous avons utilisée n'est pas la même que pour le  $\chi^2$  classique, qui donne les distributions finales de neutrons selon leur angle d'émission et leur énergie pour l'ensemble des événements. Une telle simulation nous ferait perdre l'information des corrélations entre la multiplicité d'un événement et l'énergie moyenne des neutrons émis lors de cet événement ou entre l'énergie d'excitation libérée au cours de la scission des fragments et leur multiplicité de post-scission... On comprend bien que lorsque beaucoup de neutrons de pré-scission sont émis dans un événement, leur énergie moyenne sera moindre ou que lorsqu'une grande énergie est libérée au cours d'une scission, le nombre de neutrons de post-scission sera plus important.

**Une simulation tenant compte des corrélations :**

Afin de tenir compte de ces informations dans notre analyse, nous avons utilisé une simulation séquentielle pour laquelle, à chaque événement, les caractéristiques en vitesse et en angle d'émission des fragments sont lues dans les données expérimentales, et prises en compte pour calculer les températures et les énergies de liaison des noyaux ainsi que la cinématique des neutrons émis lors du calcul d'évaporation. A chaque émission de neutron, l'énergie de celui-ci est soustraite à l'énergie d'excitation de la source émettrice. Ces calculs nous permettent de tenir compte des corrélations entre les caractéristiques d'un événement et sa multiplicité ou les caractéristiques cinématiques des neutrons émis. Cette simulation fonctionne sur le même principe que celle utilisée dans le chapitre III.I à la différence que nous faisons varier les nombres de neutrons de pré- et de post-scission émis au cours des événements. Ces multiplicités sont nos paramètres sources pour le backtracing, puisque c'est la corrélation de multiplicité de pré- et de post-scission qui nous intéresse pour notre analyse. Ainsi, nous faisons tourner notre simulation pour différents jeux de valeurs des multiplicité de pré- et de post-scission, l'émission de neutrons s'arrêtant lorsqu'il atteint la valeur demandée ou lorsque l'énergie d'excitation de la source émettrice est insuffisante. Ce genre de simulation séquentielle a déjà été utilisée pour des analyses similaires [Don98a ,Beno01]. Comme dans ces références, on ne tient pas compte de l'émission de particules chargées, qui, nous l'avons vu, est négligeable. Nous avons utilisé cette simulation sur un très grand nombre d'événements (environ 1000 fois le nombre d'événements expérimentaux), afin de s'affranchir des problèmes de statistique.

## La matrice de correction :

Cependant, le fait de tenir compte des caractéristiques des fragments pour le calcul des observables, engendre une contrainte sur les valeurs que peuvent prendre nos paramètres source. En effet lorsque l'énergie libérée par la fission est faible dans une scission asymétrique par exemple, les fragments, alors peu excités, ne pourront pas émettre une grande multiplicité de neutrons de post-scission. Ainsi, lorsque l'on fait varier les valeurs des paramètres source dans nos simulations, certains événements ne parviennent pas à atteindre la multiplicité  $\nu_{pré}^{dem}$  ou  $\nu_{post}^{dem}$  de pré- ou de post-scission demandée, mais atteignent la multiplicité  $\nu_{pré}^{eff}$  ou  $\nu_{post}^{eff}$  effective. C'est pourquoi, à chaque événement, on remplit une matrice de correction  $Corr(\nu_{pré}^{dem}, \nu_{post}^{dem} | \nu_{pré}^{eff}, \nu_{post}^{eff})$  associant les multiplicités de pré- et de post-scission effectives dans la simulation à celles demandées lorsque l'on parcourt le domaine de variation des paramètres source. Cette matrice est là encore une matrice de probabilité conditionnelle, où chaque élément de matrice correspond à la probabilité de trouver un événement ayant émis  $\nu_{pré}^{eff}$  neutrons de pré-scission et  $\nu_{post}^{eff}$  neutrons de post-scission alors que les paramètres demandés étaient  $\nu_{pré}^{dem}$  neutrons de pré-scission et  $\nu_{post}^{dem}$  neutrons de post-scission. Cette matrice de correction nous permet alors de corriger les distributions des paramètres source données en sortie du backtracing, afin d'obtenir non pas la distribution des paramètres demandés, mais bien la distribution de multiplicité de pré- et de post-scission effectivement émise dans la simulation.

- **Estimation de l'erreur sur les paramètres d'ajustement :**

De même que pour les ajustements faits à partir du  $\chi^2$  classique, des erreurs dues à la statistique des événements ainsi que des erreurs dues à la méthode d'ajustement par minimisation du  $\chi^2$  peuvent influencer les valeurs des paramètres d'ajustement, ici les multiplicités de pré- et de post-scission.

**Estimation des erreurs dues à la statistique des données expérimentales :**

Afin d'estimer ces erreurs statistiques, nous opérons de la même façon que pour le  $\chi^2$  classique. Les données expérimentales des deux contours sont divisées en 10 fichiers à partir desquels nous allons appliquer le backtracing. La déviation standard sur chaque point de la distribution des paramètres source est ensuite calculée avec les valeurs résultantes, puis on corrige ces valeurs du fait que la statistique de nos données est dix fois supérieure, par la formule :

$$\sigma_{stat(10N)} = \frac{\sigma_{stat(N)}}{\sqrt{10}}$$

On notera que nous n'avons pas fait l'estimation de l'erreur sur nos simulations. Celles-ci ont en effet été faites à partir d'un très grand nombre d'événements, environ 1000 fois le nombre d'événements des données expérimentales pour chaque contour. Cette erreur est donc négligeable par rapport à l'erreur statistique sur les données expérimentales.

**Estimation des erreurs dues à la méthode d'ajustement utilisée :**

Lorsque l'on utilise le  $\chi^2$  classique, cette erreur peut être estimée à l'aide de la courbure du  $\chi^2$  en son point minimum. Nous avons utilisé ici une méthode similaire, adaptée au calcul d'erreur sur des distributions. Nous mesurons l'effet sur la valeur du  $\chi^2$  des variations en chaque point  $s$  de la distribution  $S(s)$  de paramètres source. Pour cela, nous partons de la distribution des paramètres source donnant le  $\chi^2$  minimum. En chaque point  $s_0$ , par exemple :  $s_0 = (v_{pre}=2 ; v_{post}=3)$  nous faisons varier la hauteur  $S(s_0)$  de la distribution jusqu'à ce que la valeur du  $\chi^2$  dépasse le  $\chi^2$  minimum d'une unité [Bev92]. Cette variation sur chacun des points de la distribution source correspond alors à notre estimation de l'erreur due à la minimisation du  $\chi^2$ .



- **Résultats du backtracing :**

Les paramètres sources sont les multiplicités de neutrons de pré- et de post-scission, que nous avons fait varier entre 0 et 6 pour les neutrons de pré-scission et entre 0 et 15 pour les neutrons de post-scission, en ne simulant que les scénarii pour lesquels la multiplicité totale est comprise entre 5 et 15 neutrons, ce qui correspond à la multiplicité moyenne de nos données expérimentales une fois corrigée de l'efficacité de détection. On ne fait pas varier les températures initiales des noyaux pour des raisons de temps de calcul, mais également de place mémoire : plus le nombre de paramètres est important, plus les calculs seront longs et la taille de la matrice de corrélation importante. Les températures sont donc calculées avec la relation :  $E^* = aT^2$  où  $E^* = 42.4$  MeV pour le noyau composé, et pour les fragments, selon les défauts de masse pris dans les tables de Möller [Möl95]. Ces températures varient cependant au cours de l'évaporation de neutrons dans les simulations, ce qui n'était pas le cas pour les simulations utilisées pour les tests du  $\chi^2$  et de Kolmogorov-Smirnov. Les paramètres observables sont, pour chaque événement, la multiplicité détectée, l'énergie cinétique et le numéro du détecteur d'un neutron détecté (choisi de façon aléatoire s'il y en a plusieurs) lors de cet événement.

Nous avons effectué le calcul itératif, comme pour le  $\chi^2$  classique, sur les deux contours de la distribution expérimentale d'événements, sélectionnées selon l'énergie cinétique totale et la masse des fragments de fission (cf. figure III.1). Nous nous intéressons donc aux événements du contour de quasi-fission et aux événements du contour de partition symétrique. Ces derniers événements sont ceux qui nous intéressent le plus puisqu'il doivent contenir la plus grande proportion de réactions de fusion. Nous allons ainsi pouvoir identifier les facteurs qui différencient les réactions de quasi-fission de celles de fusion-fission.

Afin de mener à bien ce calcul, nous sommes partis d'une distribution initiale correspondant à celle donnée par la moyenne entre la minimisation du  $\chi^2$  et la plus grande probabilité de vraisemblance du test de Kolmogorov-Smirnov. Les distributions initiales sont présentées sur la figure IV.13 ci dessous :

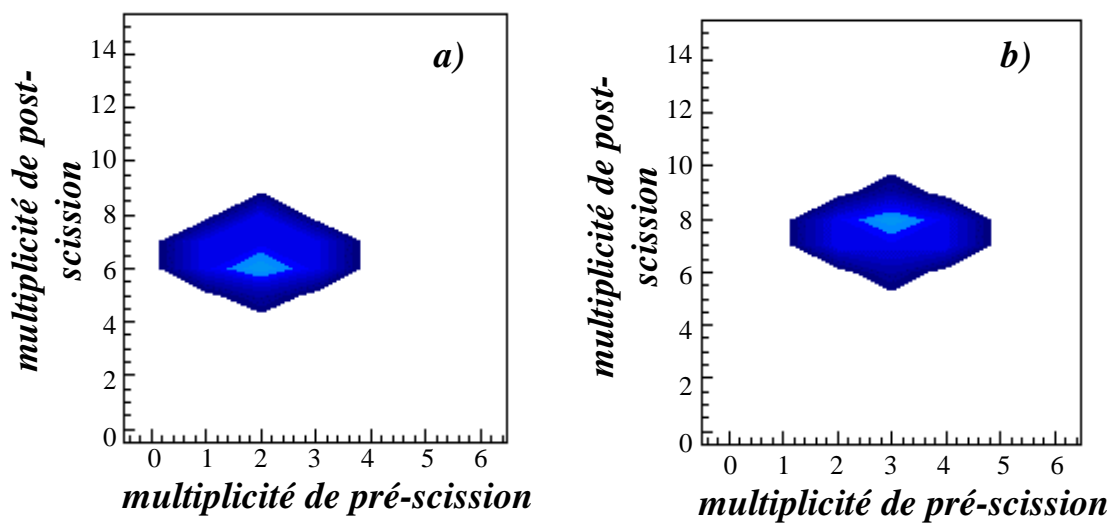


Figure IV.13 : Distributions initiales des paramètres source choisies en fonction des résultats du test du  $\chi^2$  et de Kolmogorov-Smirnov :

- a) pour les événements du contour de quasi-fission.
- b) pour les événements du contour de scission symétrique.

Les distributions observables obtenues à l'issue du calcul itératif ainsi que les distributions des paramètres source sont présentés sur les figures IV.14 et IV.15 ci-dessous :

**Contour des événements de quasi-fission :**

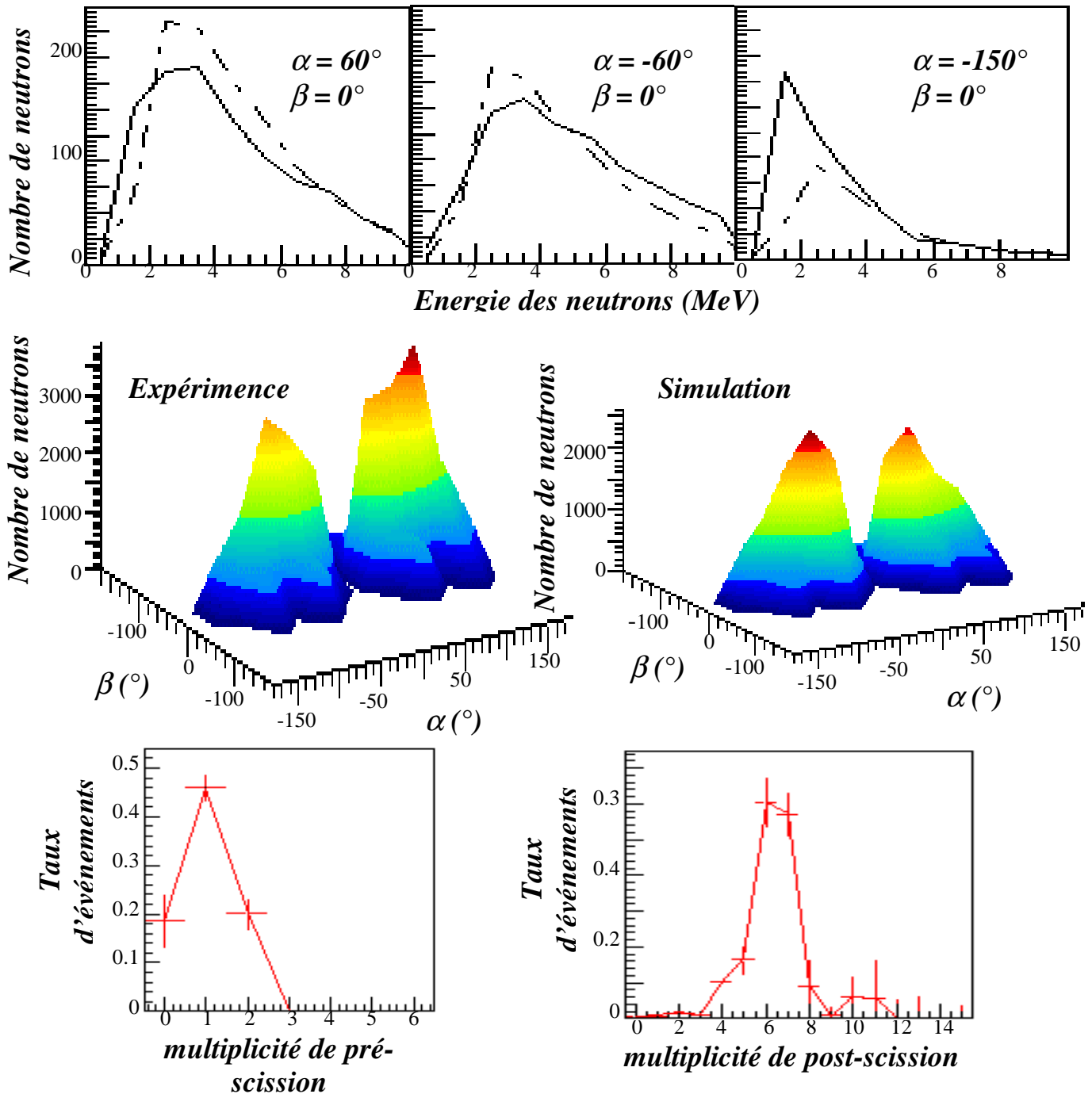


Figure IV.14 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées.

**Au milieu** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées.

**En bas** : distribution des paramètres source obtenue à l'issue du backtracing pour les événements de quasi-fission.

**Contour des événements de partition symétrique :**

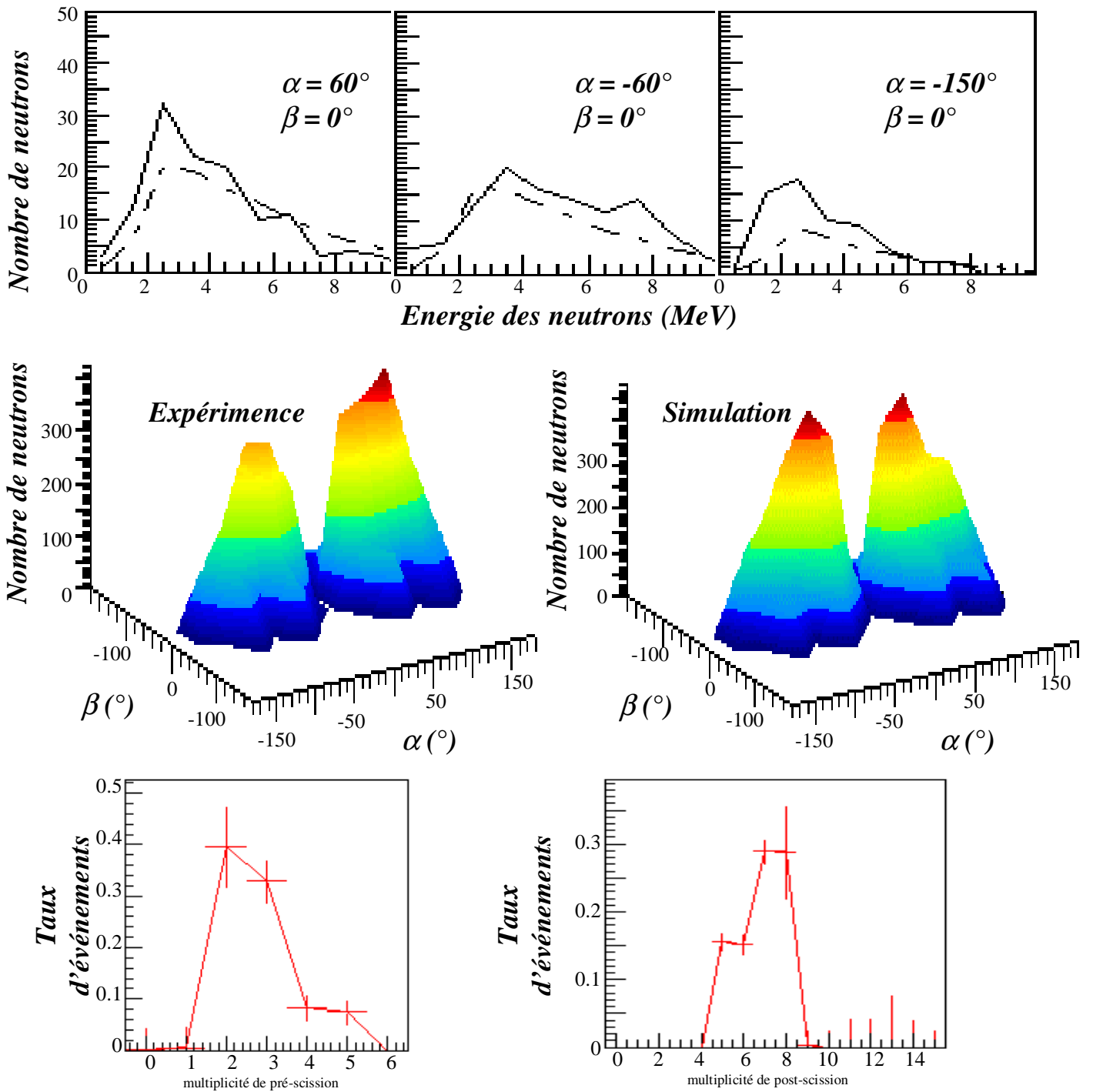


Figure IV.15 : **En haut** : Spectres en énergie des neutrons pour 3 détecteurs DEMON. Les spectres en traits plein sont les distributions expérimentales, ceux en traits pointillés les distributions simulées.

**Au milieu** : Distribution angulaire des neutrons détectés au cours des réactions en fonction de l'angle polaire  $\alpha$  et de l'angle azimutal  $\beta$  (cf. figure II.1 pour la notation des angles). A gauche, les distributions expérimentales, à droite les distributions simulées.

**En bas** : distribution des paramètres source obtenue à l'issue du backtracing pour les événements de partition symétrique.

Nous pouvons observer tout d'abord que les spectres observables de l'énergie des neutrons pour chaque détecteur DEMON sont différents de ceux présentés dans les chapitres sur le  $\chi^2$  et Kolmogorov. En effet, les fichiers d'observables sont construits événement par événement et le nombre de variables observables est limité à 3 (la multiplicité de neutrons, l'énergie cinétique d'un neutron et son numéro de détecteur). Aussi, nous ne tenons pas compte de tous les neutrons détectés à chaque événement, mais d'un seul d'entre eux, pris de façon aléatoire.

Nous observons sur les figures IV.14 et IV.15 des différences de caractéristiques de la multiplicité de neutrons entre les événements des deux contours. Comme nous l'avons déjà constaté avec les résultats utilisant le  $\chi^2$  classique, la multiplicité de post-scission est plus importante pour les événements de partition symétrique. L'émission moyenne de neutrons de post-scission est, pour ces événements-là, entre 7 et 8 neutrons, alors qu'elle est d'environ 6 neutrons pour les événements de quasi-fission. On se rend compte également que la multiplicité de neutrons de pré-scission est légèrement différente pour ces deux sortes d'événements : de 1 à 2 pour la quasi-fission, elle évolue entre 1 et 5 neutrons de pré-scission pour la partition symétrique. Les distributions sont différentes, puisque dans le cas des partitions symétriques une traîne relativement importante de la distribution de multiplicité de pré-scission apparaît vers les grandes valeurs. Cette caractéristique signifie que le système di-nucléaire pour ces événements-là a un temps de vie relativement long, puisque l'on sait que le nombre de neutrons de pré-scission est un indice du temps de vie du système avant la scission [Hin92b]. On peut supposer que ces événements viennent soit de réactions de quasi-fission pour lesquelles le système di-nucléaire vit assez longtemps puisqu'il a le temps d'échanger un grand nombre de nucléons avant la scission, soit de réactions de fusion-fission, pour lesquelles le système passe par la formation d'un noyau composé sphérique. La durée de vie de tels systèmes avant la séparation est dans les deux cas assez longue pour lui permettre d'émettre plus de neutrons de pré-scission.

Les spectres des figures IV.14 et IV.15 ne nous permettent donc pas de déterminer l'origine des événements donnant cette traîne aux fortes multiplicités de pré-scission. Nous allons étudier plus précisément les distributions obtenues en considérant à présent les corrélations qui existent entre multiplicités de pré- et de post-scission. Ce sont les spectres présentés sur la figure IV.16 :

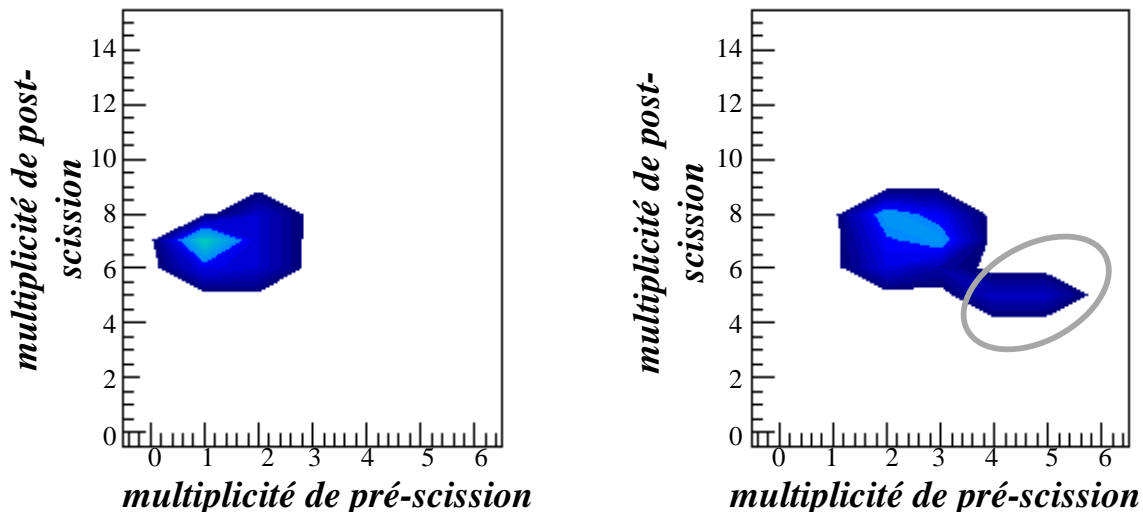


Figure IV.16 : Spectre de la corrélation des multiplicités de pré- et de post-scission pour les événements de quasi-fission à gauche et pour les scissions symétriques à droite

Sur la figure de gauche correspondant aux événements du contour de quasi-fission, les événements les plus nombreux sont ceux dont la multiplicité de pré-scission est autour de 1, et de post-scission autour de 7 neutrons. Ces événements sont attribués à des réactions de quasi-fission, pendant lesquelles le système dinucléaire se sépare rapidement et n'a pas le temps d'émettre plus d'un neutron. Cependant une traîne d'événements apparaissent avec une multiplicité de pré-scission plus importante et un nombre de neutrons de post-scission également plus grand. Nous attribuons ces événements à des réactions de quasi-fission donnant des fragments de plus en plus symétriques. Dans ce cas, l'énergie libérée par la séparation du système est de plus en plus importante, donc la multiplicité totale aussi, et en même temps, le temps d'échange de nucléons entre les deux partenaires étant plus long, ces événements émettent plus de neutrons de pré-scission.

Sur la figure de droite correspondant aux partitions symétriques, les événements les plus nombreux se retrouvent aux multiplicités de pré-scission autour de 2, et de post-scission autour de 8. La multiplicité totale est plus importante que celle du contour de quasi-fission, ce qui est cohérent avec le fait que le Q de fission est plus important pour des événements symétriques. De plus, la multiplicité de pré-scission est plus importante, donc le temps de vie du système avant sa séparation est plus long, ce qui confirme que l'échange de nucléons témoigne du temps de vie du système di-nucléaire. D'ores et déjà, nous pouvons attribuer ces événements aux réactions de quasi-fission donnant des fragments de masses symétriques et de multiplicité de pré-scission autour de 2.

On voit également apparaître, sur cette figure, une composante d'événements de multiplicité de pré-scission plus grande, autour de 4-5 neutrons, et dont la multiplicité de neutrons de post-scission est en dessous de 6 neutrons. Ces événements, encerclés sur la figure, ont les caractéristiques attendues pour les réactions de fusion-fission. La relativement grande multiplicité de neutrons de pré-scission marque en effet le temps de vie plus important du système composé. Celui-ci est alors moins chaud lorsqu'il fissionne et les fragments de fission émettent un moins grand nombre de neutrons que les produits de quasi-fission.

Des résultats similaires ont été obtenus auparavant [Don98a, Beno01] et interprétés de la même façon. La figure IV.17 montre les résultats d'un backtracing un peu différent [Des96], issu de la référence [Beno01] pour le système :  $^{40}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$  à 8.78 MeV/u d'énergie faisceau, donnant un noyau composé de 166,32 MeV d'énergie d'excitation, ce qui explique le nombre très important de neutrons émis.

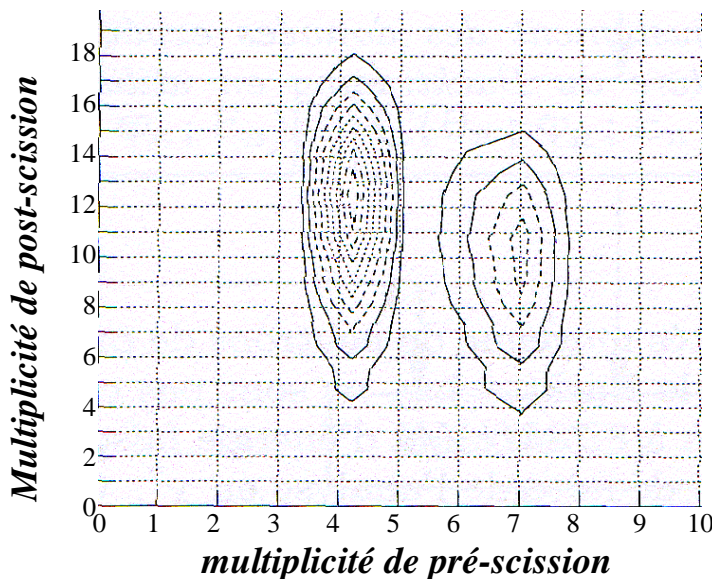


Figure IV.17 : Matrice de corrélation des variables sources  $\nu_{\text{pré}}$  et  $\nu_{\text{post}}$  pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$  à 8.78 MeV/u d'énergie faisceau [Beno01].

- **Influence de l'asymétrie en masse des fragments :**

Afin d'étudier plus en détail l'influence de l'asymétrie de masse sur la corrélation des multiplicités de pré- et de post-scission, nous avons fait le même travail sur un contour contenant le contour 1 de partition symétrique, mais légèrement plus large puisque la masse  $M_{fgt}$  des fragments reste relativement symétrique :

$$121 < M_{fgt} < 181 \text{ uma.}$$

La figure IV.18 reprend les différents contours utilisés pour cette analyse.

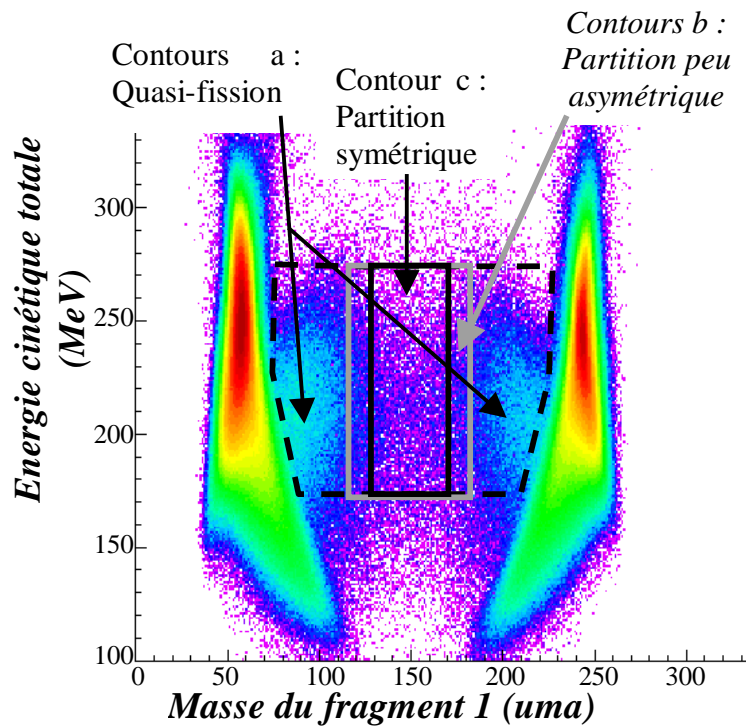


Figure IV.18 : Choix des sélections d'événements suivant leurs caractéristiques en énergie cinétique totale et en masse des fragments.

Nous avons repris les mêmes simulations et les mêmes conditions initiales que pour le contour de partition symétrique (figure IV.13 b)).

Nous avons repris les résultats montrant la corrélation des multiplicités de pré- et de post-scission des événements de quasi-fission (a), de partition symétrique (c) afin de les comparer aux résultats donnés avec les événements de cette nouvelle sélection correspondant à des événements de partition peu asymétrique (b).

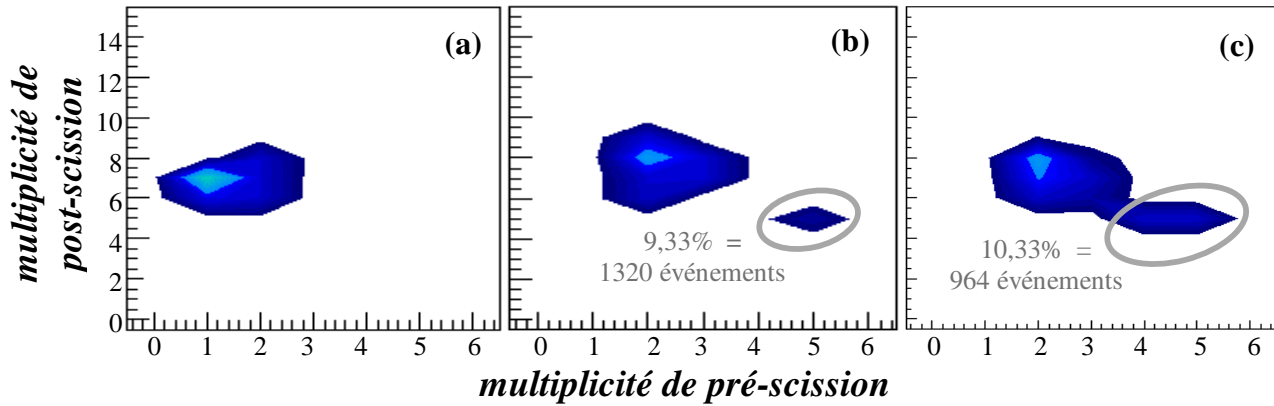


Figure IV.19 : Corrélation entre les multiplicités de pré- et de post-scission pour les différents contours étudiés : (a) : le contour de quasi-fission (100000 événements)  
 (b) : le contour de partition peu asymétrique (14144 événements)  
 (c) : le contour de partition symétrique (9333 événements)

On constate que les événements de ce nouveau contour, pour la majorité, ont une multiplicité de pré-scission autour de 2. Cette multiplicité est caractéristique des réactions symétriques, puisque cette multiplicité de pré-scission laisse supposer que le système di-nucléaire a un temps de vie assez long correspondant au temps nécessaire au système pour échanger un grand nombre de nucléons, mais cependant plus court que les événements attribués aux réactions de fusion-fission. On peut remarquer également, comme pour les événements de partition symétrique, que la multiplicité de post-scission, autour de 8 neutrons, est plus élevée que pour les événements de quasi-fission du contour 2 (cf. figure IV.19.a)). L'explication est la même que pour la partition symétrique : l'énergie libérée par la réaction de scission est en moyenne plus importante pour des fragments de partition peu asymétrique. Or, ce nouveau contour sélectionne justement les fragments les moins asymétriques du contour de quasi-fission. La multiplicité totale de neutrons pour ces événements-là se retrouve autour de celle des événements du contour de partition symétrique.

On observe également une faible proportion d'événements, encerclés sur la figure, dont la multiplicité de pré-scission est plus élevée, autour de 5 neutrons. Ces événements ont les caractéristiques des réactions de fusion-fission déjà observées précédemment. Nous observons que la proportion de tels événements moins grande que pour les événements de partition symétrique correspond cependant à un nombre d'événements plus élevé. Il existe donc des événements de fusion-fission en dehors du contour de partition symétrique. La présence de tels événements pour une asymétrie relativement élevées indique que la distribution en masse des fragments de fusion-fission est large pour notre système.

Nous allons pouvoir calculer cette largeur en supposant que la distribution en masse des fragments de fusion-fission est gaussienne. Pour cela, nous mesurons la proportion que représente ces événements encadrés par rapport au nombre total d'événements des contours 1 et 3 (cf. figure IV.19). On en déduit le nombre d'événements de fusion-fission de chaque contour, correspondant chacun à une sélection selon l'asymétrie des fragments (cf. figure IV.20). Nous pouvons alors retrouver les paramètres de la gaussienne selon les relations :

$$\int_{m=\mu-20}^{\mu+20} \left( \frac{K}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{m-\mu}{\sigma} \right)^2} \right) dm = 964$$

$$\int_{m=\mu-30}^{\mu+30} \left( \frac{K}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{m-\mu}{\sigma} \right)^2} \right) dm = 1320$$

Ces formules correspondent au cas d'une gaussienne de moyenne  $\mu$ , ici  $\mu=151$  uma, de déviation standard  $\sigma$  et normalisée à la valeur  $K$ , correspondant au nombre d'événements total de fusion-fission.

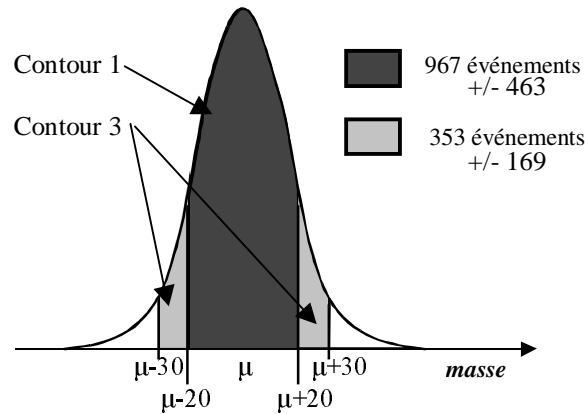


Figure IV.20 : Distribution en masse des événements de fusion-fission avec l'hypothèse d'une répartition gaussienne.

Ces relations nous permettent de calculer les paramètres inconnus de la gaussienne :

$$\sigma = 28,14 \text{ uma } (+\infty / -14,64)$$

$$K = 1850 \text{ événements } (+869 / -961)$$



Les barres d'erreur ont été calculées à partir des calculs d'erreur sur les distributions issues du backtracing : pour chacun des contours, nous avons calculé le pourcentage moyen d'erreur sur la distribution de chaque couple ( $v_{\text{pré}}$ ,  $v_{\text{post}}$ ) attribué à des réactions de fusion-fission (il est de 47,9%). La déviation standard de la gaussienne a ensuite été recalculée pour les rapports extrêmes de ces nombres d'événements : la déviation minimum est calculée pour le nombre d'événements du contour 1 le plus grand et celui du contour 3 le plus petit selon notre incertitude ; la déviation maximum correspond au cas où il y aurait plus d'événements dans le contour 3 que dans le contour 1, la gaussienne n'est alors plus valable c'est pourquoi nous lui avons attribué la valeur infinie. La même chose a été faite pour estimer la variation de la variable  $K$  correspondant au nombre total d'événements de fusion-fission, se trouvant dans la gaussienne. On notera que ces barres d'erreur, relativement grandes, viennent en grande partie des erreurs liées à la statistique de nos données. L'erreur relative à la méthode de minimisation du  $\chi^2$  est négligeable.

Nous allons pouvoir comparer ces résultats, en particulier la largeur de la distribution en masse des fragments de fission, à ceux présentés précédemment de J. Benlliure. La figure IV.21 ci-dessous nous permet de comparer la déviation standard trouvée par cette méthode à celle résultant des calculs de J. Benlliure (cf. chapitre II. VI figure 15, et ref. [Ben98]).

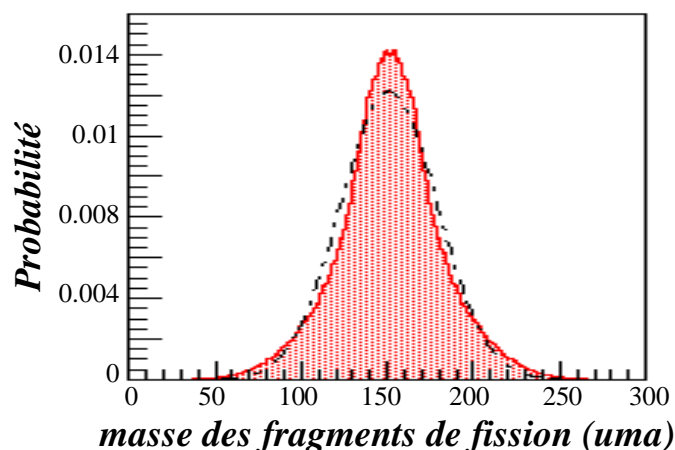


Figure IV.21 : Distributions en masse normalisées pour les événements de fusion-fission. En grisé, les calculs de J. Benlliure, en trait pointillés, les résultats issus du backtracing

La distribution en masse des fragments d'après les calculs de J. Benlliure a une déviation standard de 28 uma, si nous l'ajustons avec une fonction gaussienne. On peut constater que les résultats sont très voisins.

- **Section efficace de fusion-fission :**

A présent, nous allons nous intéresser à la section efficace de fusion-fission résultant de cette hypothèse de répartition gaussienne de la masse des fragments de fission. La section efficace d'un événement lors de notre expérience se calcule selon la relation :

$$\sigma = \frac{n}{N\Phi\Omega_{\text{det}}} \quad (\text{unité de surface/stéradian})$$

où :  $n$  est le nombre d'événements par seconde

$N$  est le nombre de noyaux cible par unité de surface

$\Phi$  est le flux de projectiles par seconde

$\Omega_{\text{det}}$  est l'angle solide de détection d'un événement

### **Flux de projectiles incidents sur la cible :**

Le flux de projectiles correspond au nombre de noyaux du faisceau incidents sur la cible par unité de temps.

L'intensité moyenne du courant est de :  $\langle I \rangle = 35,58 n A e^- = \frac{\langle N_{\text{proj}} \rangle Q e}{T}$

Où  $Q$  est l'ionisation des projectiles de  $^{58}\text{Fe}$ , de 6+ et  $e$  est la charge d'un électron.

Ainsi, le flux de particule se mesure selon :  $\Phi = \frac{\langle N_{\text{proj}} \rangle}{T} = \frac{\langle I \rangle}{Q e} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ proj} / s$

### **Nombre de noyaux cible par unité de surface :**

Le nombre de noyaux de la cible par unité de surface donne la chance de rencontrer un noyaux de plutonium lorsque l'on irradie uniformément la surface de la cible.

La cible de plutonium a une épaisseur de :  $\Delta x = 125 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

Cette unité correspond à la densité massique par unité de surface. On connaît la masse d'une mole de plutonium :  $M_{\text{Pu}} = 244,065 \text{ g}$ , ainsi que la quantité de noyaux présents dans une mole, qui est donné par le nombre d'Avogadro :  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ .

Ainsi, le nombre de noyaux de plutonium par unité de surface est calculé selon :

$$N = \frac{\Delta x N_A}{M_{\text{Pu}}} = 3,08 \cdot 10^{17} \text{ nyx} / \text{cm}^2$$

### Angle solide de détection de chaque événement :

Le déclenchement de l'acquisition d'un événement se fait lorsque les deux fragments sont détectés dans les détecteurs *stop* des deux bras de CORSET. Les détecteurs stops sont placés à 180° dans le centre de masse des noyaux émis. Ainsi, lorsque l'un des fragments est détecté dans l'un des bras de CORSET, le second fragment sera presque systématiquement détecté dans le second bras. L'angle solide de détection correspond donc à l'angle solide dans le centre de masse d'un seul bras de CORSET, corrigé cependant de la proportion d'événements pour lesquels l'un des fragments est détecté mais pas l'autre. Nous avons donc calculé cette proportion d'événements en parcourant tous les angles d'émission correspondant à chaque détecteur stop puis en vérifiant si l'angle d'émission correspondant à 180° dans le centre de masse est bien couvert par un détecteur. Nous avons fait ce calcul pour des réactions de partition symétrique. La masse des fragments est la demi-masse du noyau composé et l'énergie est prise selon la systématique de Viola [Vio98]. L'efficacité géométrique est ainsi estimée à  $\epsilon_{\text{géom}}=87,6\%$  pour les réactions de partition symétrique émis dans l'angle solide d'un bras de CORSET. L'efficacité intrinsèque des galettes à micro-canaux est estimée à partir des rapports d'événements ayant déclenché les deux *starts*, sur ceux n'ayant déclenché qu'un seul *start*. Ce rapport nous donne l'efficacité moyenne de chaque détecteur *start*, et l'on estime qu'elle est la même pour les détecteurs *stop*. Comme chaque événement n'est détecté que lorsque au moins l'un des *start* et les deux détecteurs *stop* ont déclenché, cette efficacité est alors  $\epsilon_{\text{int}} = \epsilon_{\text{start}} \cdot (\epsilon_{\text{stop}})^2 \approx 22\%$ .

L'angle solide de détection est alors calculé selon :

$$\Omega_{\text{det\_eff}} = \Omega_{\text{det}} * 87,6\% * 13\% = 0,0462 \text{ strad}$$

### Nombre d'événements par unité de temps :

La durée d'irradiation de la cible, sur l'ensemble des données que nous avons collectées est de :  $T = 207\text{h } 47' = 747720 \text{ s}$

Le nombre d'événements de fusion-fission sur cette durée est, comme nous l'avons calculé, de 3603 événements, soit, par unité de temps :  $n_{\text{ff}} = 0.002474 \text{ évt/s}$

Afin de pouvoir comparer ces sections efficaces aux résultats précédents, nous calculons également la section efficace de partition symétrique, selon la systématique fait au FLNR à Dubna, c'est à dire en prenant l'ensemble des événements de partition symétrique ( $M_{\text{fgt}} = A_{\text{NC}}/2 \pm 20 \text{ uma}$ ) vérifiant  $100 \text{ MeV} < TKE < 350 \text{ MeV}$ . Ces conditions sont moins strictes en énergie cinétique totale que celle définie par notre contour 1 jusqu'à présent. De tels événements sont 13248, soit :  $n_{\text{sym}} = 0.01772 \text{ évt/s}$

### Section efficace :

On mesure donc la section efficace de la détection d'un fragment par unité d'angle solide pour les angles correspondant à la position de nos détecteurs de fragments, à 60° de part et d'autre du faisceau.

Nous faisons ce calcul pour les événements de fusion-fission :

$$\sigma_{ff} = 9,2.10^{-30} \text{ cm}^2/\text{strd} = 9,2.10^{-6} \text{ barn/strd}$$

Ainsi que pour les événements de partition symétrique :

$$\sigma_{sym} = 33,7.10^{-30} \text{ cm}^2/\text{strd} = 33,7.10^{-6} \text{ barn/strd}$$

La section efficace totale de détection d'un fragment si l'on suppose qu'ils sont émis de façon isotrope devient alors :

Pour les événements de fusion-fission :

$$\sigma_{fftot} = 4\pi\sigma_{ff} = 115,0.10^{-6} \text{ barn} = 115,07 \text{ } (+27,7 / -30,7) \text{ } \mu b$$

Pour les événements de partition symétrique :

$$\sigma_{symtot} = 4\pi\sigma_{sym} = 423,0.10^{-6} \text{ barn} = 423,0 \text{ } \mu b$$

Pour connaître la section efficace de ces événements, il faut diviser ce nombre par deux, puisque chaque événement produit deux fragments :

Pour les événements de fusion-fission :

$$\sigma_{ff} = \frac{\sigma_{fftot}}{2} = 57,5 \text{ } (+13,9 / -15,3) \text{ } \mu b$$

Pour les événements de partition symétrique :

$$\sigma_{sym} = \frac{\sigma_{symtot}}{2} = 211,5 \text{ } \mu b$$

### Comparaison avec les résultats précédents :

Nous avons pu comparer ces résultats de calcul de section efficace avec ceux trouvés au laboratoire de Réactions Nucléaires de Dubna [Itk01] pour des systèmes très lourds présentés sur la figure IV.22.

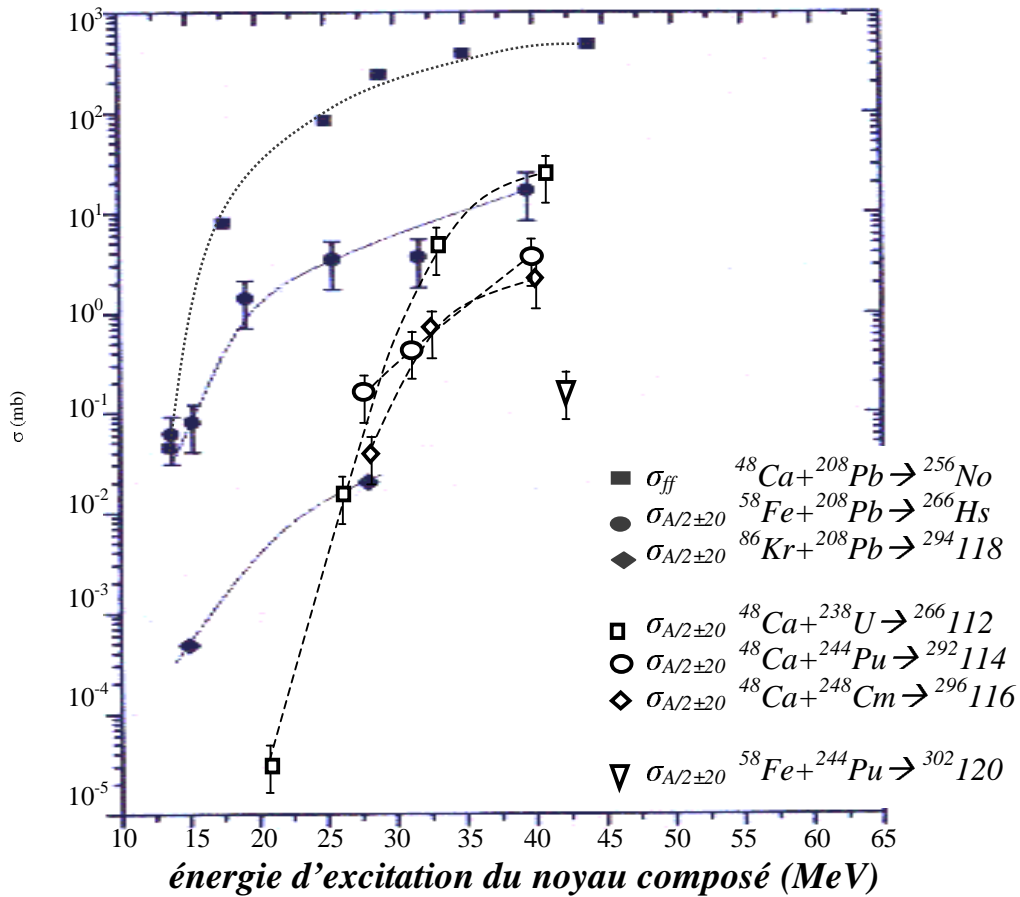


Figure IV.22 : Sections efficaces de fusion-fission pour le No et de scission symétrique pour les systèmes plus lourds en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé formé [Itk01], ainsi que notre résultat pour Fe+Pu. Les différents systèmes étudiés sont notés dans la légende de la figure. Nous avons indiqué la section efficace de fusion-fission calculée pour notre système par un triangle blanc.

Cette figure montre bien l'évolution en fonction de l'énergie de la section efficace de partition symétrique ( $\sigma_{A/2 \pm 20}$ : section efficace des événements dont la masse des fragments est la demi masse du noyau composé à 20 uma près). Ces sections efficaces augmentent avec l'énergie d'excitation du noyau composé jusqu'à atteindre un plateau.

Nous avons classé les sections efficaces selon la nature du projectile ou de la cible. On remarque que les réactions de partition symétrique d'un projectile sur une cible de plomb, si elles sont plus favorables à basse énergie (fusion froide), ont des sections efficaces qui diminuent très vite avec la charge du noyau composé. Le rapport entre la réaction menant à la formation du No ( $Z=102$ ) sur celle menant au Hs ( $Z=108$ ) est d'environ 14 pour la fusion froide ( $E^* \approx 15$  MeV) avec 6 unités de charge de différence pour le noyau composé. Les réactions d'un projectile de calcium sur un actinide, de sections efficaces très faibles aux basses énergies d'excitation, paraissent plus favorables à la formation d'un noyau composé pour les énergies plus grandes et des systèmes plus lourds. Le rapport de section efficace entre la réaction donnant le noyau de charge  $Z=112$  et celle donnant celui de charge  $Z=116$ , avec les mêmes 4 unités de charge de différence, est d'environ 6 pour des réactions plus chaudes ( $E^* \approx 33$  MeV), et des noyaux plus lourds. Plusieurs effets sont à l'origine de ce gain en section efficace. L'asymétrie de masse en voie d'entrée favorise le passage de la barrière d'interaction, puisqu'elle diminue la répulsion Coulombienne. De plus, les cibles d'actinide utilisées ainsi que le projectile de  $^{48}\text{Ca}$  sont riches en neutrons et le noyau composé formé sera ainsi plus proche de la vallée de stabilité de la région super-lourd. Nous pouvons confirmer ces résultats, puisque l'on constate que la section efficace de partition symétrique pour notre système ( $Z=120$ ) est seulement 9 fois moins grande que celle du noyau  $Z=116$ .

Nous avons également pu déterminer la proportion d'événements de fusion-fission parmi les événements de partition symétrique. Cette proportion d'environ 10%, est cohérente avec les résultats théoriques de Y. Aritomo [Ari03] qui prévoit une section efficace de fusion-fission de un ou deux ordres de grandeur plus faible que celle de partition symétrique. Le reste des événements de partition symétrique étant des réactions de quasi-fission proches de la fusion-fission (« deep quasi-fission »), pour lesquels le système composé est très déformé.

Le tableau IV.2 ci dessous montre la disparition des événements de fusion-fission lorsque le système composé est de plus en plus lourd. La quasi-fission devient alors dominante et l'on constate que la section efficace des événements de partition symétrique (dont les fragments ont des masse  $A_{\text{NC}}/2 \pm 20$  uma) devient très faible, ce qui signifie que les réactions pour lesquelles beaucoup de nucléons sont échangés deviennent rare en raison de la répulsion Coulombienne intense. Le pourcentage du nombre d'événements de fusion-fission (qui peuvent donner des fragments de masse plus asymétrique que  $A_{\text{NC}}/2 \pm 20$  uma) sur le nombre d'événements de partition symétrique (de masse  $A_{\text{NC}}/2 \pm 20$  uma) diminue également très fortement avec la charge du noyau composé.

Réactions :	$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$	$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$	$^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{302}120$
Section efficace des événements de partition symétrique	500 mb	4,19 mb	0.212 mb
Pourcentage des événements de fusion-fission	100%	71%	27%
Section efficace des événements de fusion-fission	500 mb	3 mb	0.058 mb

Tableau IV.2 : Sections efficaces des événements de partition symétrique, et pourcentages des événements de quasi-fission par rapport aux événements de partition symétrique ( $A_{\text{NC}}/2 \pm 20$  uma) pour différentes réactions.



## Conclusion :

Des efforts considérables ont été faits depuis 30 ans afin de mieux connaître la structure nucléaire dans ses conditions extrêmes. Les études concernant la cohésion des éléments super-lourds en font partie. Ces noyaux sont produits par fusion complète d'une cible et d'un projectile lourds. L'étude de tels noyaux nécessite donc une meilleure connaissance des mécanismes des réactions qui entrent en jeu lors des collisions d'ions lourds. Ce travail s'inscrit dans cette étude puisqu'il s'intéresse aux différents mécanismes de réactions dans les collisions d'un projectile de  $^{58}\text{Fe}$  sur un actinide de  $^{244}\text{Pu}$  à une énergie proche de la barrière Coulombienne. Le noyau composé est le  $^{302}120$ . Pour cette étude, nous avons étudié les caractéristiques des produits de réaction principaux, les deux gros fragments, mais nous avons exploité également l'information portée par les neutrons. Les mesures ont été prises auprès de l'accélérateur U-400 du laboratoire de Réactions Nucléaires de Flerov (JINR) à Dubna (Russie). Deux systèmes de détecteurs ont été nécessaires pour détecter les fragments de fission et les neutrons évaporés lors des réactions : le détecteur CORSET, composé de deux télescopes mesurant le temps de vol des fragments et le multidétecteur DEMON permettant de construire les spectres en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec les fragments.

Une première étude a été faite, concernant les effets de couche dans le système dinucléaire ou le noyau composé au moment de sa séparation en fragments. L'énergie d'excitation du noyau composé, lorsqu'il est formé, est autour de 42,4 MeV pour notre système. La question posée était de savoir si à cette énergie d'excitation, le système scissionnant est sensible aux effets de couches des fragments en formation. Il semble très difficile de pouvoir répondre à cette question. En effet, lorsque nous sélectionnons les événements pour lesquels un neutron au moins est détecté vers l'arrière, nous observons des singularités dans la distribution en masse des fragments. Cette sélection se justifie car on cherche à observer des événements les plus froids possible au moment de la scission, afin qu'il soient éventuellement sensibles aux effets de couche. De tels événements sont ceux ayant émis des neutrons avant la scission du système. Or, les neutrons émis vers l'arrière, pour des raisons cinématiques, contiennent la plus grande proportion de neutrons de pré-scission. Cependant, très peu de neutrons de pré-scission sont émis au cours des réactions, et la plupart des neutrons à la base de notre sélection sont issus des fragments. La sélection faite sur la multiplicité de neutrons arrière favorise alors la sélection des fragments de grande énergie d'excitation due à l'énergie libérée par la scission et fait apparaître ces singularités. Ainsi, nous n'observons pas le comportement du système avant la scission, mais l'effet du Q de fission sur la multiplicité de neutrons émis et des chaînes d'évaporation.



Nous avons également étudié, à l'aide des travaux de plusieurs théoriciens, les différences de caractéristiques entre les événements de fusion-fission et les événements de quasi-fission. Les travaux de J. Benlliure nous ont permis d'escompter que la distribution en masse des fragments de fusion-fission est très large, ce que nous avons confirmé par la suite à l'aide du backtracing. En ce qui concerne la quasi-fission, les calculs de G. G. Adamian et N. V. Antonenko ainsi que les travaux de Y. Aritomo ont montré que la distribution en masse des fragments de quasi-fission allait jusqu'aux masses symétriques. L'asymétrie en masse des fragments n'est ainsi plus un critère de distinction entre fusion-fission et quasi-fission. Nous avons observé par ailleurs que l'énergie cinétique des fragments mesurée lors de notre expérience pour des événements en grande majorité de quasi-fission est moins importante que celle calculée pour la fusion-fission par le modèle de J. Benlliure ou par la systématique de V. E. Viola. Les fragments de fusion-fission semblent ainsi avoir une énergie cinétique plus importante que les fragments de quasi-fission. Cette différence s'explique par le fait que pour un système di-nucléaire déformé (c'est le cas de la quasi-fission) la répulsion Coulombienne est moins importante que celle subie par un système plus compact lors de la scission, ce qui arrive lorsque le système passe par la formation d'un noyau composé. Les travaux de Y. Aritomo vont dans le même sens, puisqu'il décrit le type de réaction que subit le système selon sa forme la plus compacte le long de son trajet dans l'espace des paramètres de déformation à trois dimensions.

Nous avons ensuite effectué différentes analyses en source des neutrons, fondées sur des modèles d'émission différents, afin de retrouver les températures et les multiplicités de pré- et de post-scission, toujours dans le but de différencier les événements de fusion-fission de ceux de quasi-fission. Ce sont en effet les multiplicités de pré-scission qui permettent de déterminer la durée de vie du système avant sa séparation en fragments, durée de vie qui est plus élevée lorsque le système passe par la formation d'un noyau composé.

Le premier modèle utilisé considère une émission non séquentielle de neutrons depuis trois sources, le noyau composé et les deux fragments. Ce modèle permet de tester uniformément toutes les valeurs des paramètres d'ajustement sans qu'ils soient contraints par les caractéristiques, notamment en énergie, des événements. Nous avons fait une première analyse en source par la méthode de la minimisation du  $\chi^2$ . Nous avons pu ainsi déterminer les températures moyennes de pré- et de post-scission, qui sont cohérentes avec les calculs issus des tables d'excès de masse, ainsi que les multiplicités de pré- et post-scission. Nous avons observé une augmentation du nombre de neutrons de post-scission pour les fragments symétriques en masse, par rapport aux fragments asymétriques, que nous avons attribué à l'augmentation de la chaleur de réaction pour les événements symétriques. Par contre, nous n'avons pas observé d'évolution de la multiplicité de pré-scission en fonction de l'asymétrie en masse. Ceci s'explique par le fait que les réactions de fusion-fission, lentes donc favorables à l'émission de neutrons de pré-scission d'une part sont très peu nombreuses et d'autre part, donnent une distribution en masse des fragments très étalée vers les masses asymétriques. Il y a donc un mélange d'événements, parmi lesquels très peu de réactions de fusion, ce qui explique que l'on ne parvient pas à observer leur effet sur la multiplicité moyenne de neutrons de pré-scission.

Bien que cette technique permette de fixer les valeurs moyennes, nous atteignons ici ses limites, puisqu'elle n'est pas adaptée pour traiter de façon rigoureuse un mélange d'événements de nature différente. C'est pourquoi, nous avons mené une analyse similaire avec le test de Kolmogorov-Smirnov, qui permet de tenir compte des formes des distributions, ce qui n'est pas le cas du test du  $\chi^2$ . Nous avons à nouveau déterminé les températures de pré- et de post-scission de nos sources, qui sont en accord avec le test du  $\chi^2$  et avec les calculs à partir des tables d'excès de masse. De plus, ce test nous a permis de voir une évolution de la multiplicité de pré-scission avec

l'asymétrie en masse des fragments et ainsi de signer la présence d'événements issus de processus lents. Cependant, là encore, cette méthode est limitée dans le sens où elle donne une distribution de probabilité qui correspond à la ressemblance de forme et de taux de comptage de chaque scénario, mais qui n'est pas la distribution des événements en fonctions des multiplicités et des températures pré- et de post-scission. Aussi ne permet-elle pas de distinguer entre fusion-fission et quasi-fission.

Ces deux méthodes nous ont permis d'obtenir les températures et les multiplicités moyennes ou probables de pré- et de post-scission. Cependant, ces méthodes issues de la statistique nécessitent de faire évoluer sans contraintes les paramètres d'ajustement. Toutes les corrélations sont alors impossibles à extraire et le programme de simulation utilisé ne décrit pas les contraintes en énergie lors de la désexcitation des sources d'émission. Nous avons donc utilisé une autre méthode tenant compte de toutes les corrélations qui entrent en jeu et traitant donc les données événement par événement. Cette dernière méthode appelée backtracing permet de reconstruire les distributions des paramètres d'ajustement correspondant le mieux aux données expérimentales, mais aussi à leurs corrélations. Elle nécessite la mise en place d'une simulation Monte-Carlo, modélisant la désexcitation des sources événement par événement. Cependant cette méthode est coûteuse en temps et en place mémoire, c'est pourquoi nous avons pu l'utiliser seulement pour extraire les multiplicités de pré- et de post-scission.

Cette méthode nous a permis non seulement de distinguer les événements de fusion-fission de ceux de quasi-fission, mais également de déterminer les multiplicités de pré- et de post-scission pour chacune de ces réactions. Ainsi, la détermination par cette méthode des distributions corrélées des multiplicités de pré- et de post-scission permet une analyse plus fine des données obtenues. Cependant, les résultats donnés dépendent des conditions initiales choisies, si bien que cette méthode nécessite une analyse préliminaire afin d'obtenir un résultat valide. Nous avons pu observer sur la distribution corrélée des multiplicités de pré- et de post-scission qu'entre 4 et 5 neutrons de pré-scission étaient émis en moyenne lors des réactions de fusion, pour seulement 1 à 2 neutrons lors des réactions de quasi-fission. Les temps de vie du système di-nucléaire semblent donc être assez différents pour nous permettre à l'aide de cette méthode de distinguer ces deux réactions. Nous avons également pu estimer la section efficace de fusion-fission dans l'hypothèse d'une répartition gaussienne de la distribution en masse des fragments de fission. Cette section efficace, de l'ordre du  $\mu\text{b}$  nous confirme l'existence d'un noyau composé pour ce système. Nous en avons déduit la proportion d'événements de fusion-fission parmi les événements de partition symétrique, d'environ 10%. Cette proportion est en accord avec les résultats théorique de Y. Aritomo qui prévoit une section efficace de fusion-fission plus petite que la section efficace de partition symétrique d'un facteur 10 à 100. Nous avons finalement pu comparer les sections efficaces de fusion-fission pour différents systèmes. Nous avons constaté que cette section efficace diminue fortement avec la charge du noyau composé, puisqu'elle passe de 3 mb pour le noyau composé de charge  $Z=114$  à 0.06 mb pour notre système de charge totale  $Z=120$ .



## ***Bibliographie :***

- [Ada96] G. G. Adamian *et al.*, **Int Journal of Mod. Phys. E5**, n1, 191-216 (1996)  
[Ada00] G. G. Adamian *et al.*, **Nucl. Phys. A 678**, 24-38 (2000)
- [Ari02] Y. Aritomo, **Progress-of-Theoretical-Physics-Supplement.**,146: 503-7. (2002)  
[Ari03] Y. Aritomo, M. Otha, **Phys. Of Atomic Nuclei 66**, 1105-1113 (2003)
- [Bar96] V. Baran *et al.*, **Nucl. Phys. A 600**, 111 (1996)  
[Bar01a] V. Baran *et al.*, **Nucl. Phys. A 679**, 373 (2001)  
[Bar01b] V. Baran *et al.*, **Phys. Rev. Lett 87**, 182501 (2001)
- [Ben98] J. Benlliure *et al.*, **Nuclear Physics A 628** 458-478 (1998)
- [Beno01] B. Benoit, **thèse** de l'Université libre de Bruxelles (2001)
- [Bev92] P.R. Bevington *et al.*, **New York**. IBSN 0-07-911243-9 (1992)
- [Cas96] JM Casadjan, **thèse** de l'Université Paris XI Orsay GANIL, T 96 03 (1996)
- [Cern] [http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook\\_html3/node94.html#HDIFF](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook_html3/node94.html#HDIFF)
- [Che97] E. A. Cherepanov *et al.*, **Symposium on Fusion of Massive Nuclei**, Tours (1997)
- [Cwi96] S. Cwiok *et al.* **Nucl. Phys. A 611**, 211 (1996)
- [Des96] P. Désesquelles *et al.*, **Nucl. Phys. A 604** 183-207 (1996)  
[Des98a] P. Désesquelles *et al* **Nucl. Phys. A 633**(3) 547-62 (1998)  
[Des98b] P. Désesquelles *et al* **Nucl. Phys. A 43**(3) 257-64 (1998)
- [Don98a] L. Donadille, **thèse** de l'Université Paris 7, ISN 98-76 (1998)  
[Don98b] L. Donadille *et al.*, **Nukleonica**, **43**(3) 257-64 (1998)
- [Dui01] M. C. Duijvestijn, A.J. Koning, F.-J. Hambsch **Phys. Rev. C 64**, 014607/1-36 (2001)
- [Fur01] S. Furihata *et al.*, **Japan Atomic Energy Res. Inst.**, Tokai, Ibaraki, Japan (2001)
- [Foc30] V. A. Fock, **Z. Phys. 61**, 126 (1930)
- [Har28] D. R. Hartree, **Proc. Cambridge Philos. Soc. 24**, 89 (1928)
- [Han99] F. Hanappe *et al* **Nucl. Phys. A 656**(2)259-83 (1999)
- [Hin89] D.J. Hinde *et al.*, **Nuc. Phys. A 502** 497c-514c (1989)  
[Hin92a] D.J. Hinde *et al.*, **Phys.Rev.C 45** 719 (1992)  
[Hin92b] D.J.Hinde *et al.*, **Phys. Rev. C 45**(3) 1229-1259 (1992)
- [Ho81] H. Ho, P.L. Gonthier, **Nucl. Instruments and Methods 190** 75-80 (1981)

- [Hof00] S. Hofmann, G. Münzenberg, **The discovery of the heaviest elements**, Rev. of Modern Phys., 72(3) 733-67 (2000)
- [Ign75] A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin, A. S. Tishin, **Yad. Fiz. 21**, 485 (1975), **Sov. J. Nucl. Phys. (N.Y) 113**, 330 (1975)
- [Itk86] M. G. Itkis *et al.*, **Z.Phys. A 323**, 307 (1986)
- [Itk88] M.G. Itkis *et al.*, **Fiz.Elem. Chastit At. Yadra 19** ; 701 **Sov. J. Part. Nucl. 19** 301 (1988)
- [Itk01] M.G. Itkis *et al.*, **Nuclear fission at border lines** (lipari 2001)
- [Kos97] E. M. Kosulin *et al.*, **Heavy Ion Physics, Scientific Report 1995-1996**, JINR, FLNR, Dubna, 1997, p.215
- [Kou95] H. Koura, M. Uno, T. Tachibana, M. Yamada, **ISSN 1346-244X Riken-AF-NP-394** (1995)
- [Lei99] M. Leino *et al.* Eur. Phys. J A **6**, 63 (1999)
- [Lin96] J. Lindhart, A. H. Sorensen, **Phys. Rev. A –Atomic, Molecular and Optical Physics, 53(4)** 2443-56 (1996)
- [Lir01] S. Liran, A. Marinov, N. Zeldes, **Phys. Rev. C 62**, 047301 (2001)
- [Mat03] T. Materna, **thèse de l'Université libre de Bruxelles** (2003)
- [Mye94] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, LBL-36803 UC-413 (1994)
- [Mye96] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, **Nucl. Phys. A 661** 141 (1996)
- [Möl95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, **At. Data Nucl. Data Tables 59** 185 (1995)
- [Mou95] S. Mouatassim *et al.*, **Nucl. Instrum. Methods A 359**, 330 (1995)
- [Oga74] Oganessian Yu. Ts., **Lecture Notes in Physics 33** (Berlin : Springer) 221-52 (1974)
- [Oga99a] Y. T. Oganessian *et al.*, **Eur.Phys.J, A 5** 63 (1999)
- [Oga99b] Y. T. Oganessian *et al.*, **Nature, 400** 242 (1999)
- [Oga02] Y. T. Oganessian *et al.*, **The synthesis and Decay Properties of the Heaviest Elements** Eur. Phys. J., A 13 (1-2)135-41 (2002)
- [Pet80] J. Peter, B. Tamain, **Physics-and-Chemistry-of-Fission,-1979, Proceedings of an International Symposium**, 1980
- [Pya01] Y. V. Pyatkov *et al.*, **Eur. Phys. J. A 10**, 171-175 (2001)
- [Rei99] P. Reiter *et al.*, **Phys. Rev. Lett. 82**, 509 (1999)
- [Rei00] P. Reiter *et al.*, **Phys. Rev. Lett. 84**, 3542 (2000)
- [Rut97] K. Rutz *et al* **Phys. Rev. C 56**, 238 (1997)
- [Sim03] C. Simenel, **thèse de l'université de Caen** (2003)
- [Sob91] Sobiczewski *et al.*, **Nucl. Phys. A 533**, 132 (1991)

- [Ste70] M. A. Stephens, **Journal of the Royal Statistical Society, B** **32** 115-122 (1970)
- [Str67] V.M. Strutinsky *et al* **Phys.Rev. A** **95**, 420 (1967)
- [Swi82] W. J. Swiatecki, **Nucl. Phys. A** **376**, 275 (1982)
- [Swi02] Siwek-Wilczynska, et al., **Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics at Border Lines**, Singapore, (2002)
- [Trz02] W. H. Trzaska et al., **Nucl.Instr. and Methods A** **488** 381-399 (2002)
- [Vio98] V.E. Viola, **Symposium on Fifty Years of Nuclear Fission**, INC-40007-53, (1998)
- [Wil76] B.D. Wilkins *et al.*, **Phys. Rev. C** **14** 1832 (1976)

